N° d'ordre

457

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

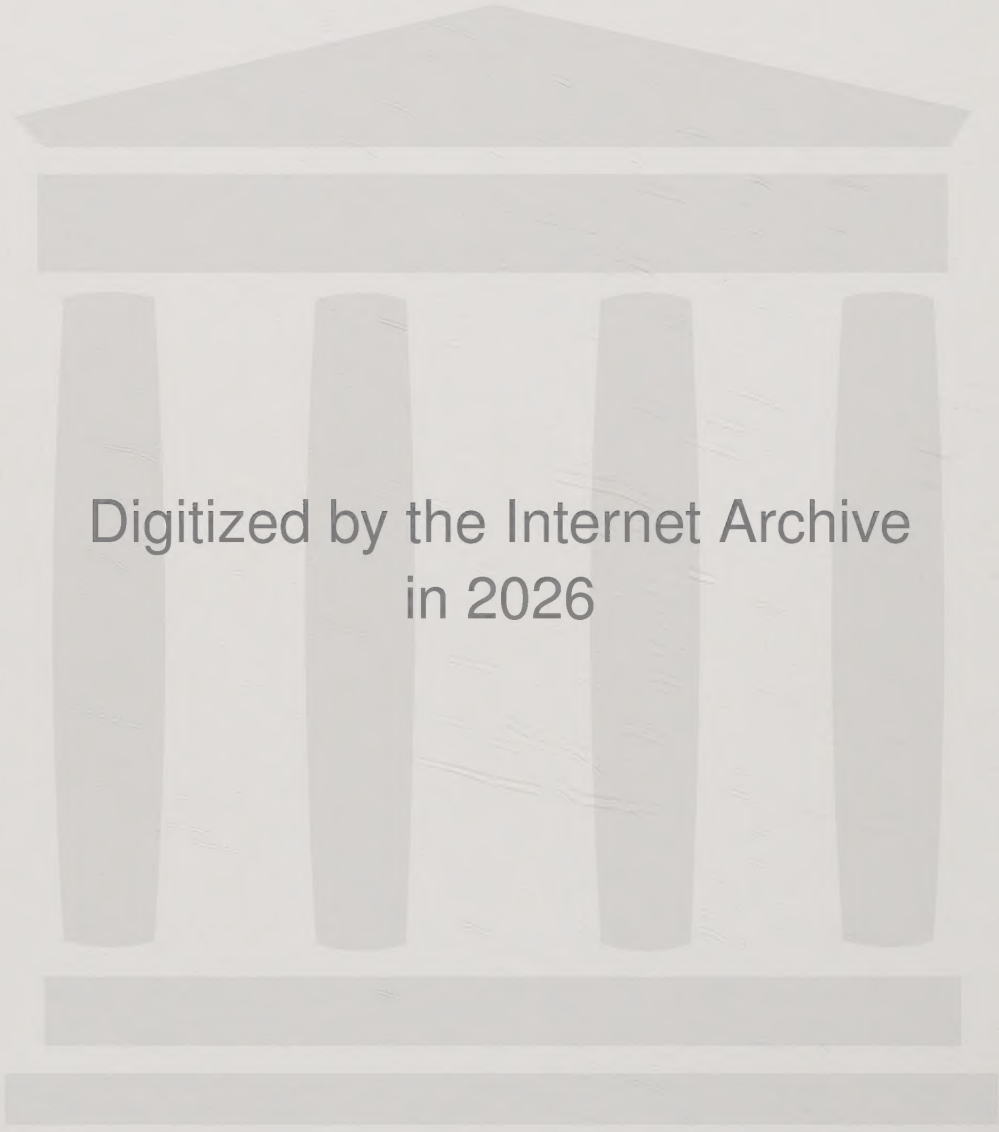
Isabelle LINCK

1ère **THÈSE : Étude expérimentale des niveaux faiblement excités de ^{6}Li. Mécanismes de certaines réactions conduisant à ces états**

2ème **THÈSE : Propositions données par la Faculté**

Soutenues le 2 Mai 1968 devant la Commission d'examen :

M. S. GORODETZKY	Président
M. P. CUER Mme D. MAGNAC-VALETTE M. G. MONSONEGO	Examinateurs
M. M. VERGNES	Membre invité


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552712_0004

N° d'ordre

457

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Isabelle LINCK

1ère THÈSE : Étude expérimentale des niveaux faiblement excités de ^{6}Li. Mécanismes de certaines réactions conduisant à ces états

2ème THÈSE : Propositions données par la Faculté

Soutenues le 2 Mai 1968 devant la Commission d'examen :

M. S. GORODETZKY	Président
M. P. CUER Mme D. MAGNAC-VALETTE M. G. MONSONEGO	Examinateurs
M. M. VERGNES	Membre invité

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

ETUDE EXPERIMENTALE DES NIVEAUX FAIBLEMENT EXCITES DE ^{6}Li. MECANISMES DE CERTAINES REACTIONS CONDUISANT A CES ETATS

par

Madame LINCK Isabelle

UNIVERSITE DE STRASBOURG

FACULTE DES SCIENCES

Doyen : Professeur J.H. VIVIEN

Doyens Honoraires : A.KIRRMANN, P.LACROUTE, H.J.MARESQUELLE, G.MILLOT, A.CHRETIEN, J.DENY, Ch.EHRESMANN, M.FRECHET, Mlle S.GILLET, A.HEE, R.HOCART, A.KIRRMANN, G.LEMEE, P. L'HERITIER, A.LICHNEROWICZ, L.NEEL, Ch.SADRON, E.TERROINE, R.THIRY, H.VILLAT, H.WEISS, Et.WOLFF, J.YVON.

Maître de Conférences Honoraire : R. WEIL.

Professeurs :

H.J.MARESQUELLE	T.	Biologie végétale
A.ROUSSEL	T.	Calcul différentiel et intégral et théorie
H.FORESTIER	T.	Chimie générale des fonctior
J.ROTHE	T.	Physique du Globe
P.LACROUTE	T.	Astronomie
J.H.VIVIEN	T.	Zoologie et Embryologie expérimentale
A.MAILLARD	T.	Physicochimie du Pétrole
S.GORODETZKY	T.	Physique générale et Physique nucléaire
L.SACKMANN	T.	Mécanique des Fluides
J.BYE	T.	Chimie Physique
R.LOMBARD	T.	Chimie organique
Mlle M.PEREY	T.	Chimie nucléaire
S.GOLDSZTAUB	T.	Minéralogie et Pétrographie
P.JOLY	T.	Biologie générale
H.BENOIT	T.	Physicochimie macromoléculaire
P.CUER	T.	Physique générale et physique corpusculaire
G.MILLOT	T.	Géologie et Paléontologie
R.LECOLAZET	T.T.P.	Physique du Globe
H.SAUCIER	T.T.P.	Minéralogie
R.ROHMER	T.	Chimie minérale
Mlle A.GAGNIEU	T.T.P.	Botanique
S.NIKITINE	T.	Physique générale
F.STUTINSKY	T.	Physiologie générale
B.WURTZ	T.T.P.	Chimie biologique
J.BRENET	T.	Electrochimie
G.OURISSON	T.T.P.	Chimie
A.COCHE	T.T.P.	Physique Nucléaire
R.CERF	T.	Physique générale
J.FRENKEL	T.T.P.	Mathématiques
P.TAGLANG	T.	Physique
J.P.LONCHAMP	T.T.P.	Physique
A.DELUZARCHE	T.T.P.	Chimie
J.B.DONNET	T.T.P.	Chimie Physique
R.ARMBRUSTER	T.T.P.	Physique
A.ROCHE	T.T.P.	Physique du Globe
L.HIRTH	T.	Microbiologie
A.SIGOT	P.S.C.	Zoologie
J.COGNE	T.T.P.	Géologie
A.FUCHS	T.	Mécanique rationnelle
A.GALLMANN	T.T.P.	Physique

P.MIALHE	T.T.P.	Physiologie animale
J.P.EBEL	T.	Chimie biologique
J.PARROD	T.T.P.	Chimie
R.WEY	T.T.P.	Chimie
Mme D. MAGNAC	T.T.P.	Physique
M. DAUNE	P.S.C.	Physique
J.P.ADLOFF	T.T.P.	Chimie nucléaire
D.BERNARD	T.T.P.	Méthodes mathématiques de la physique
M.ZISMAN	T.T.P.	Mathématiques
E.DANIEL	T.	Physique expérimentale
P.CHEVALLIER	T.	Physique
J.GREMILLARD	T.T.P.	Mécanique des Fluides
P.CARTIER	T.	Mathématiques
G.REEB	T.	Topologie
F.NORGUET	T.	Analyse supérieure
R.CHAUVIN	T.	Psychophysiologie
J.WUCHER	P.S.C.	Physique
Mme M.BRINI	P.S.C.	Chimie
G.PERNY	P.S.C.	Physique
R.BARO	P.S.C.	Physique
H.DURANTON	P.S.C.	Botanique
R.WEISS	T.T.P.	Chimie
P.FEDERLIN	T.T.P.	Chimie
J.LERAY	P.S.C.	Physique
J.P.SCHWING	P.S.C.	Chimie
M.SIESKIND	P.S.C.	Physique
G.MONSONEGO	T.	Physique Théorique
P.GABRIEL	T.T.P.	Mathématiques
C.WIPPLER	T.	Physicochimie des Hauts Polymères indus-
P.A.MEYER	T.T.P.	Mathématiques triels
G.WEILL	P.S.C.	Physique
J.M.BLOCH	T.	Chimie
A.CLAUSS	P.S.C.	Chimie
E.FOLLENIUS	P.S.C.	Zoologie
J.LUCAS	P.S.C.	Géologie
G.GLAESER	T.	Mathématiques
J.J.THIEBOLD	P.S.C.	Biologie animale

Professeurs Associés :

S.R. DE GROOT	Physique
R.MARCHESSAULT	Physicochimie macromoléculaire
G.LUMER	Mathématiques
R.MORIARTY	Chimie organique
J.AUSLANDER	Physique corpusculaire

Maîtres de Conférences

H.DANAN	Physique
Mme WINTER Ch.	Physique
J.P.EBERHART	Minéralogie
Mme D. CAGNIANT	Chimie
X. FERNIQUE	Mathématiques
J.STREITH	Chimie
J.H.WEIL	Chimie Biologique
F.GAUTIER	Physique propédeutique

G.SUTTER	Physique électronique
D.FOATA	Mathématiques
J.L.VERDIER	Mathématiques
J.M.LEHN	Chimie
Cl. ROBERT	Physique
M. LACROUTE	Biologie végétale
M.GOUNOT	Botanique
J.PRADINES	Mathématiques
A.GIRARDIE	Biologie animale
F.BECKER	Physique mathématique
J.DEHAND	Chimie minérale
Cl.GODBILLON	Mathématiques
M.KAROUBI	Mathématiques
A.MIGNOT	Mathématiques appliquées

Maître de conférences Associés :

V.AVANISSIAN	Mathématiques

Secrétaire : G. SAINT-PE

INTRODUCTION

Lorsqu'en 1952-53 INGLIS (In52, In53) applique au lithium 6 sa théorie du couplage L.S. et du couplage intermédiaire pour les noyaux de la couche 1p, la triade de masse 6 est encore peu connue (Aj52).

On connait bien les trois premiers états de ^{6}Li, le fondamental, le premier état excité à 2,188 MeV et le deuxième état à 3,56 MeV analogue de l'état fondamental de ^{6}He dont on connait par ailleurs le premier état excité que l'on place à 1,71 MeV (il est en réalité à 1,80 MeV). Quant au béryllium 6, on ne sait rien encore de sa spectroscopie.

Dans la théorie d'Inglis, la séparation en énergie des états d'un noyau dépend de l'intensité relative de deux sortes d'interaction, une interaction supposée centrale et une interaction de couplage spin-orbite.

L'énergie résultant de la première est une fonction linéaire de deux intégrales, l'intégrale directe L et l'intégrale d'échange K. Comme il existe une relation entre L et K, K pourra par exemple être pris comme paramètre.

L'interaction spin-orbite s'exprimera par un hamiltonien du type $\sum_i a \vec{\ell}_i . \vec{s}_i$ et, suivant la valeur des deux paramètres a et K on distingue deux modes de couplage extrêmes : le couplage (jj) pour lequel les spins nucléaires des nucléons de la couche p sont de bons nombres quantiques lorsque le couplage spin orbite est prédominant ($a \gg K$) et le couplage (L S) ($a \ll K$) pour lequel les moments orbitaux angulaires des nucléons p sont de bons nombres quantiques.

Dans la région intermédiaire, seuls le spin nucléaire total du noyau et sa projection, de même que l'isospin restent de bons nombres quantiques.

La fig. N° 1 donne les valeurs $(E + \frac{a}{2}) \frac{1}{K}$ en fonction de $\frac{a}{K}$ pour les configurations p^2 (^{6}Li) et p^{-2} (^{14}N) qui ne diffèrent que par le signe de a. La valeur de $\frac{a}{K} = 1,3$ donne une bonne reproduction de la position des trois premiers niveaux de ^{6}Li. On aurait ainsi un couplage (L.S) presque pur mais ceci conduirait à une excitation trop haute du premier niveau excité de ^{6}He. INGLIS a pensé alors adopter plutôt le modèle de couplage intermédiaire avec $\frac{a}{K} = 5$, mais on trouve ainsi une inversion des niveaux 3^+ et 1^+ (fondamental) dont on rétablit l'ordre par une correction de structuration.

Des calculs de modèle en couches à couplage intermédiaire sur la polyade 6 ont été repris récemment par BARKER (Ba66) dans le but d'interpréter les nouvelles données expérimentales qui sont, avec l'énergie des cinq premiers états inférieurs de ^{6}Li (La66), le moment magnétique μ de l'état fondamental, la valeur de log ft dans la décroissance β de ^{6}He et la largeur radiative Γ de la décroissance γ de l'état de ^{6}Li à 3,56 MeV sur l'état fondamental . BARKER suppose une interaction plus élaborée que celle d'INGLIS dépendant de six paramètres. Il établit la valeur de ces paramètres (dépendant du nombre de masse du noyau) à l'aide des données expérimentales. Il trouve d'ailleurs $\frac{a}{K} = 1,32$ valeur très proche de celle d'INGLIS (tableau n° 1), pour le couplage (L.S).

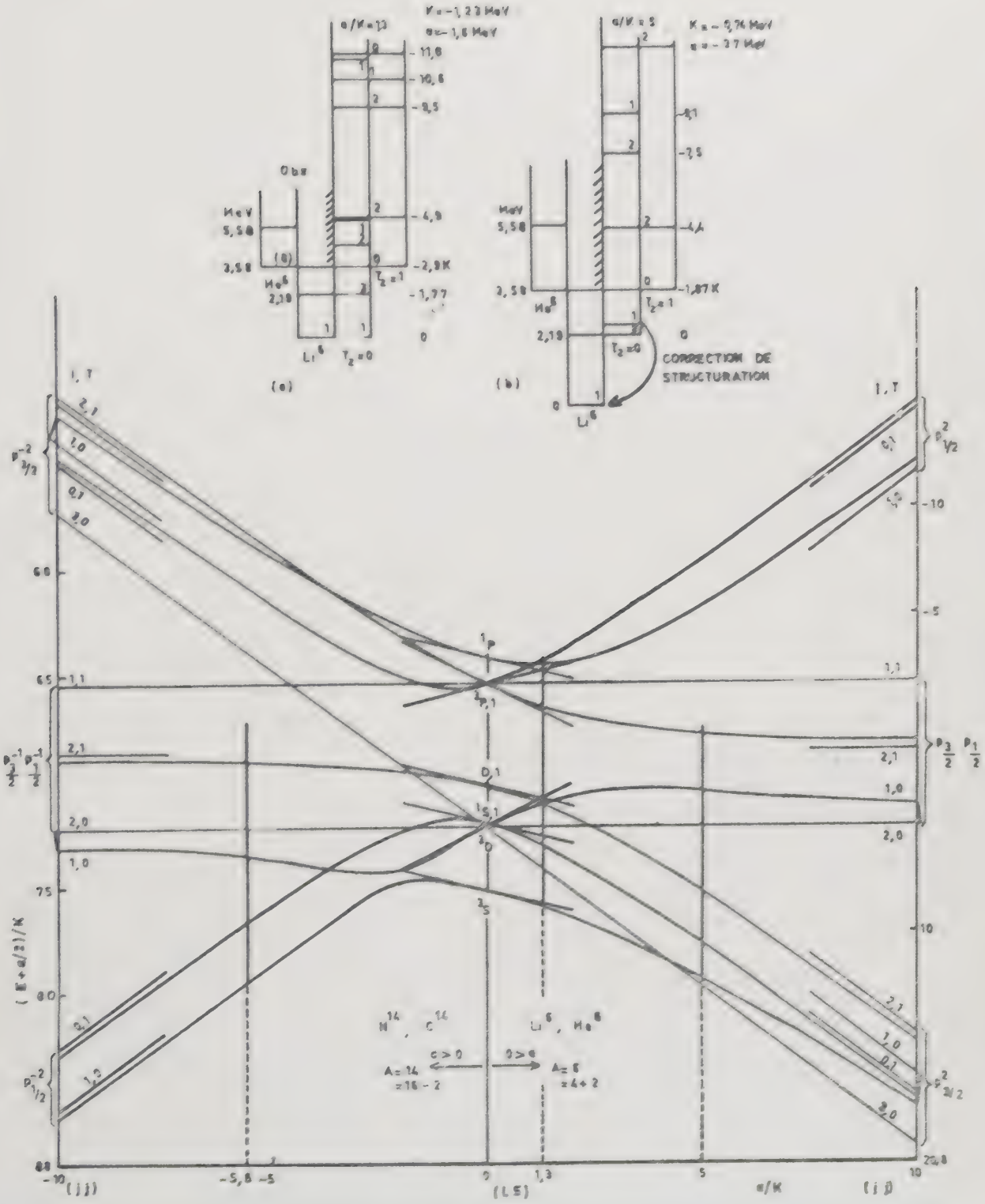


Fig. n° 1

Schéma de transition du couplage L S au couplage jj pour les configurations p^2 et p^{-2} donné par INGLIS (In52)

		E_x (MeV)		Paramètres utilisés
	J T	exp.	calc.	
	1 0	0	0	
	3 0	2,18	2,18	
	0 1	3,56	3,56	
	2 0	4,57	4,57	
	2 1	5,36	5,36	
	1 0*	6,0	5,78	
	2 1*		7,80	
	1 1		8,65	
	0 1*		10,31	
	1 0**		11,63	
				A_{10} = 0,47 L/K = 4,63
				A_{00} = -1,50 a/K = 1,32
μ (m.n.) ^{6}Li(o)		0,822	0,873	A_{11} = 0,15 K = -1,20 MeV
log ft ^{6}He(0) → ^{6}Li(0)		2,90	2,91	
Γ_γ(eV) ^{6}Li(3,56) → ^{6}Li(o)		9,0 ± 1,5 (a)	8,4	
(a) d'après ^{6}Li(γ,γ)				

TABLEAU N° 1 : Comparaison entre les valeurs expérimentales et les valeurs calculées par F.C. BARKER pour A = 6 à l'aide des paramètres indiqués.

S. COHEN et D. KURATH (Co65) ont tenté d'autre part un calcul d'interaction effective pour les noyaux de la couche p mais les résultats dépendent de l'inclusion ou non, dans les programmes, des données expérimentales relatives à ^{6}Li.

Ils ont donné d'une part les résultats obtenus en couplage L S et d'autre part ceux qu'ils ont tirés d'un calcul général des éléments de matrice en utilisant un potentiel à deux corps. Les résultats expérimentaux qui servent à établir la valeur des intégrales sont ceux qui sont admis comme certains en 1965 pour les noyaux légers. Ils partent des données expérimentales relatives aux nombres de masse A = 8 à A = 16 et d'autre part de A = 6 à A = 16.

L'accord final avec les résultats expérimentaux relatifs à ^{6}Li (admis en 1965) n'est bon dans aucun des cas étudiés, même dans celui où on inclut au départ les données expérimentales relatives à ce noyau. (tableau n°1 bis).

GOLDHAMMER, HILL et NACHAMKIN (Go68) ont publié très récemment les résultats d'un calcul analogue mais en tenant compte d'une interaction à trois corps. Là aussi les données expérimentales "conditionnent" les résultats du programme (tabl.n°1 T.).

En résumé il apparaît que la position, le spin et la parité des six premiers niveaux de ^{6}Li sont des données expérimentales déterminantes au point de vue théorique. Elles conditionnent en effet de façon extrêmement restrictive la valeur des paramètres utilisés par les théoriciens des noyaux de la couche p, ou, si elles ne peuvent entrer dans une théorie générale, elles font attribuer au lithium 6 des propriétés particulières que les théoriciens tentent de justifier.

J,T	Valeurs expérimentales (Aj59)	valeurs théoriques obtenues par le couplage L S.	Valeurs théoriques obtenues avec un potentiel à deux corps à partir des données expérimentales	
			pour 8 < A < 16	pour 6 < A < 16
10	0	0	0	0
30	2,184	0,4	1,4	2,1
01	3,560	1,5	2,0	2,5
20	4,52	4,15	3,6	5,05
21	5,35	4,9	4,8	5,2
10	5,5	6,0	6,2	6,0

TABLEAU N° 1 bis

Résultats de S. COHEN et D. KURATH

(Co 65)

J,T	Energie d'excitation	
	expérimentale	théorique
10	(-4,69)	(-5,47)
30	2,18	1,98
01	3,56	3,31
20	4,52	4,86
21	5,35	5,13
10	5,5	5,49

TABLEAU N° 1 ter

Résultats des calculs de GOLDHAMMER, HILL et NACHAMKIN sur le lithium 6 (Go68). L'énergie de liaison de l'état fondamental figure entre parenthèses.

Il reste donc à prouver que le schéma des six premiers niveaux de ^{6}Li est bien le schéma réel. Il a été établi au départ par deux expériences essentiellement : l'étude de la réaction $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$ à basse énergie d'une part (A160) et celle de la diffusion résonnante $^{4}He(d,d)^{4}He$ de l'autre (Ga55).

Nous nous proposons donc de tenter de vérifier ce schéma au sujet duquel, comme nous allons le voir, il existe de nombreuses contradictions.

Le premier chapitre de notre étude est consacré à l'analyse des spectres de la réaction $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$ entre 1 et 12 MeV d'énergie incidente. Nous établissons une comparaison entre nos résultats et ceux obtenus par d'autres auteurs dans différentes réactions.

Dans le deuxième chapitre, nous nous attachons à déterminer la position des états T = 0 que nous n'avons pas trouvés dans la réaction $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$. Nous utilisons pour cela la diffusion résonnante d + α. Nous critiquons d'abord les résultats donnés par la littérature par le calcul de la matrice R (théorie de BREIT et WIGNER) et tentons ensuite par un calcul original, en utilisant la matrice S (théorie de Rosenfeld-Humblet) de déterminer les positions des états. Nos résultats sont alors comparés avec les précédents.

Au cas où le mécanisme des réactions $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$ interviendrait dans la sélection des états du noyau résiduel, nous tentons dans le 3ème chapitre une interprétation par pick-up dans l'approximation de Born en ondes distordues.

Nous donnons en conclusion un schéma des niveaux de ^{6}Li sensiblement différent de ceux donnés dans la littérature.

C H A P I T R E I

SPECTROSCOPIE DE ^{6}Li PAR REACTION NUCLEAIRE

A la même époque, ALLEN et collaborateurs (Al 60) étudient les réactions $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$ + 13,325 MeV et GALONSKY et ses collaborateurs (Ga55) la diffusion d + ^{4}He, après la publication, par INGLIS, de la séquence des états du lithium 6 dans le schéma du modèle à couplage intermédiaire dont nous avons parlé en introduction.

Avant d'aborder l'étude expérimentale de la réaction $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$ que nous avons réalisée, nous allons nous attacher à décrire les résultats obtenus sur ^{6}Li par réaction avant 1960, date à laquelle nous avons commencé notre étude. Nous comparerons éventuellement ces résultats avec ceux obtenus sur ^{6}He.

1) SPECTROSCOPIE DE ^{6}Li PAR REACTION NUCLEAIRE

A. ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE ANTERIEURE A 1960

ALLEN et ses collaborateurs ont étudié la réaction $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$ entre 0,6 et 0,9 MeV à 65° 90° et 115° et la réaction $^{7}Li(t,\alpha)^{6}He$ à 0,240 et 700 keV. Ils réalisent une étude comparative qui doit leur permettre de distinguer les états T = 0 des états T = 1.

La classification théorique du couplage $\vec{L}.\vec{S}$ donne les états

T = 1	^{1}S	^{1}D	^{3}P
T = 0	^{3}S	^{3}D	^{1}P

Nous nous limiterons à l'étude des états S et D et nous ne parlerons qu'accessoirement des états P dont l'excitation est sensiblement plus élevée.

La réaction $^{7}Li(t,\alpha)^{6}He$ donne très clairement et ceci a été très largement confirmé par la suite (Al54ℓ, Al6O, MA63m) l'état fondamental et un état excité qui a d'abord été situé à 1,71 MeV (Al54ℓ) puis à 1,80 MeV (Aj65).

La réaction $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$ donne dans le travail d'ALLEN les états T = 1 à 3,5O MeV et à 5,35 MeV correspondant aux états fondamental et excité à 1,80 MeV de ^{6}He et les états T = O suivants : le niveau fondamental, un état à 2,18 MeV un état à 4,3 MeV $\pm$ O,2 MeV et un état large à 5,6 MeV sous jacent à l'état de faible largeur de 5,35 MeV (T = 1).

Le spin 0^{+} est attribué à l'état fondamental de ^{6}He ($^{1}S_{0^{+}}$) analogue du niveau à 3,56 MeV de ^{6}Li et l'existence d'un groupe de reculs de lithium correspondant à ce niveau confirme sa décroissance par émission γ (Da52).

Le spin 2^{+} est attribué à l'état à 1,80 MeV de ^{6}He d'après la distribution angulaire (Al54d). Cet état est d'ailleurs relativement large (nous reviendrons sur ce fait).

L'état de 2,18 MeV T = O de ^{6}Li a été très bien étudié. Il est mince (Ga55a), il est bien isolé des continuums dans les réactions étudiées et son étude en diffusion d + ^{4}He conduit à lui faire attribuer le spin 3^{+}.

Le fait que l'on cherchait (à cause du modèle d'INGLIS) les trois niveaux du triplet D, T = O dans la même région, conduit ALLEN à assimiler le niveau trouvé à 4,3 MeV au niveau $D_{2^{+}}$ et celui de 5,6 MeV au niveau $D_{1^{+}}$.

Au total ALLEN donne les états excités suivants :

	T	Γ MeV		T	Γ MeV
2,187 MeV	0	≤ 0,1	5,6 ± 0,2	0	2,0
3,56 ± 0,06	1	≤ 0,1	6,63 ± 0,08	(1)	0,2
4,3 ± 0,2	0		7,40 ± 0,10		
5,35 ± 0,07	1	0,1	8,37 ± 0,08		
			(9,8 ± 0,2)	(?)	0,6

C.P.BROWNE et E.K.BOCKELMAN (Br57a) ont étudié les diffusions inélastiques $^{6}Li(d,d')^{6}Li^{*}$, $^{6}Li(p,p')^{6}Li^{*}$ et la réaction $^{9}Be(p,\alpha)^{6}Li$ avec un spectrographe magnétique de haute résolution. Ils ont observé le niveau de 2,188 ± 0,006 MeV dans les trois réactions et le niveau de 3,560 ± 0,006 MeV dans les deux dernières seulement car la règle de conservation du spin isobarique l'interdit dans la première. Ils n'observent pas de niveau à des excitations comprises entre 3,56 et 5 MeV. Ils donnent l'état de 2,188 MeV avec une largeur de 24 keV et celui de 3,56 MeV avec une largeur inférieure à 5 KeV.

S.H. LEVINE, R.S.BENDER et J.N. MACGRUER (Le55) ont étudié les deux premiers niveaux de ^{6}Li par $^{7}Li(d,t)^{6}Li$ avec des deutérons de 14,4 MeV et un spectrographe magnétique.

L'expérience avait pour but de vérifier la théorie de Butler en ondes planes pour le pick-up (d,t). Pour les deux états l'accord est bon jusqu'à 90° (il n'y a pas de mesures aux angles plus grands) et le moment transféré est $\ell = 1$.

HAMBURGER et CAMERON (Ha60a) ont poursuivi ce travail avec des deutérons de 14,8 MeV pour observer le niveau suivant à 3,57 MeV. L'accord avec la théorie de Butler est également bon jusqu'à 80° avec un moment transféré $\ell = 1$.

Il n'y a aucune évidence pour un niveau quelconque jusqu'à une excitation de 5,4 MeV dans ^{6}Li pour laquelle on observe une bosse large de 600 keV. Cette expérience est en désaccord avec celle d'ALLEN en ce qui concerne le niveau de faible largeur de 5,35 MeV auquel il avait cru devoir attribuer le spin isobarique T = 1. Mais elle n'est pas en contradiction directe pour le niveau large de 4,5 MeV car un tel niveau peut échapper aux observations dans une expérience de haute résolution s'il est faiblement excité. Quant à celui de 5,6 MeV ce pourrait être le niveau large observé en $^{7}Li(d,t)^{6}Li$ à 5,5 MeV.

Les mêmes auteurs reprennent l'étude de $^{6}Li(d,d')^{6}Li^{*}$ et n'observent aucun niveau au-delà de celui de 2,187 MeV (les niveaux T = 1 seraient interdits). Ici encore la résolution très bonne ne permet pas de conclure si les états manquants sont larges et faiblement excités. WATTERS (Wa56) avait trouvé le niveau de 2,18 MeV et un niveau à 4,5 MeV dans la réaction $^{6}Li(\alpha,\alpha')^{6}Li$ à 31,5 MeV d'énergie incidente. Mais il s'agit, semble-t-il, d'un travail ancien réalisé dans des conditions expérimentales difficiles.

B. PREMIERE APPROCHE EXPERIMENTALE PAR LE SPECTROGRAPHE MAGNETIQUE

Les contradictions relevées dans les travaux précédents nous ont amené à reprendre en 1960 en collaboration avec J. LINCK (Li62, Li63c) l'étude de la réaction $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$ avec la seule technique dont nous disposions à l'époque : à savoir le spectrographe magnétique du type Buechner à plaques nucléaires. Nous ne décrirons pas cette technique largement étudiée dans la littérature. Nous avons utilisé les ions ^{3}He accélérés du Van de Graaff de 6 MeV du C.R.N.

Les énergies incidentes sont déterminées avec une précision supérieure à 10^{-3}. La boîte de cible est un cylindre de 39 cm de diamètre et peut contenir un détecteur à semi-conducteurs de contrôle placé à 8 cm de la cible. La cible était une couche de 7 $\mu g/cm^2$ d'oxyde de lithium, évaporée sur un film de formvar doré . Elle correspond à une perte d'énergie de 19 keV pour des protons de 2 MeV et représente la cause principale d'élargissement des pics. Les particules α émises sont détectées à 90° par le spectrographe magnétique et par un détecteur à semi-conducteurs placé symétriquement au spectrographe par rapport au faisceau. Notre électronique n'étant pas excellente nous obtenions une résolution suffisante cependant pour contrôler les résultats obtenus au spectrographe.

Les erreurs dues au spectrographe magnétique sont négligeables par rapport à celles dues à l'épaisseur de la cible.

Résultats : Nos spectres ont été obtenus à 92°36' à 5,100 MeV, 4,070, 3,052 et à 91°,46' à 2,036 et 1,018 MeV. Sur les spectres de plaques et de jonctions qui ont sensiblement la même allure (avec une résolution dix fois moins bonne dans le cas des jonctions) on retrouve les pics correspondant au niveau fondamental et aux deux premiers états excités sur un fond presque nul et un pic large vers 5,5 MeV d'excitation. Ce pic est recouvert sur deux spectres par la réaction de contamination $^{16}O(^{3}He,\alpha_0)^{15}O$ (fig.2 ..

Le fond important que l'on observe à partir de 4 MeV d'excitation est dû à des continuums de réactions compétitives provenant surtout de la désexcitation des noyaux ^{8}Be ou ^{9}Be par émission α.

Dans cette étude nous avons retrouvé les niveaux déjà bien connus jusqu'à 3,56 MeV et donné une limite supérieure de leur largeur. Au-dessus de 3,56 MeV nous constatons l'existence d'un seul état à 5,47 $\pm$ 0,04 MeV, d'une largeur de 600 keV.

Les résultats sont résumés dans le tableau suivant :

1er état excité	2,179 $\pm$ 0,008 MeV	< 40 keV
2e état excité	3,568 $\pm$ 0,008 MeV	< 40 keV
3e état excité	non observé	
4e état excité	5,47 $\pm$ 0,04 MeV	≃ 600 keV

Néanmoins une expérience à 90° seulement n'était pas très concluante car il semblait, d'après les résultats antérieurs sur $^{7}Li(d,t)^{6}Li$ que $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$ pouvait aussi donner lieu à du pick-up. Il importait donc d'établir sur toute l'étendue du spectre les distributions angulaires et ceci

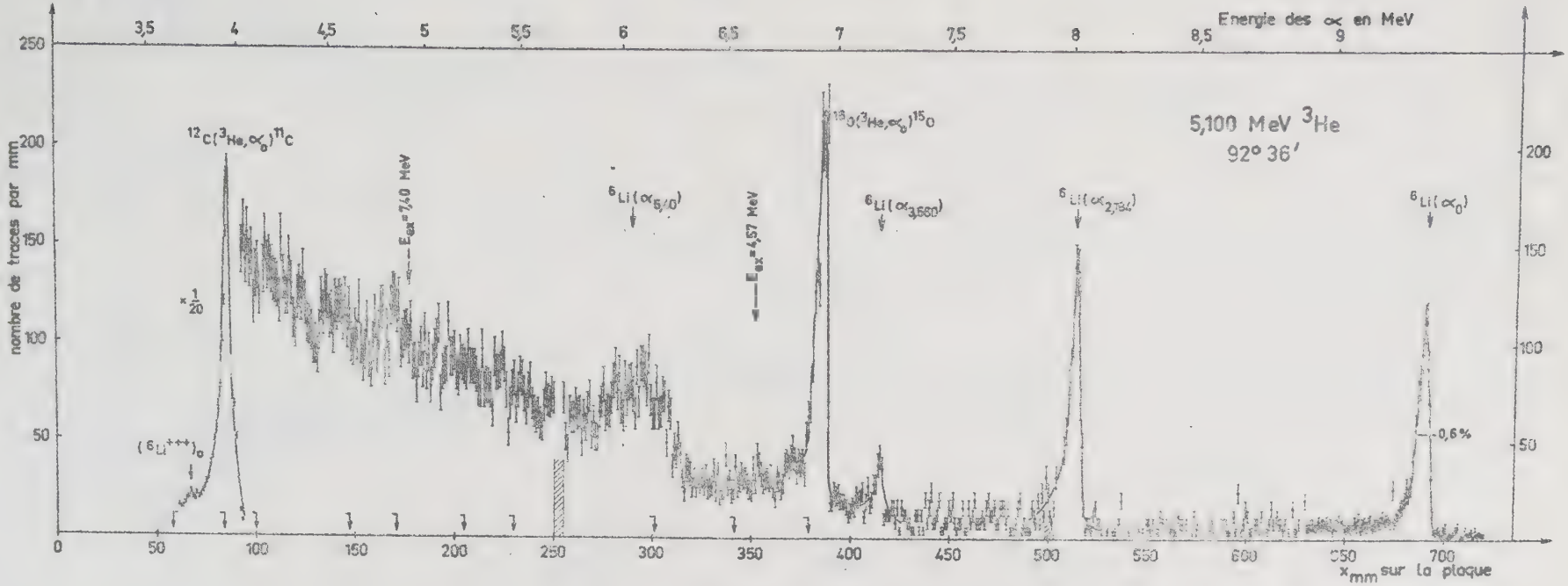


Fig. 2a) et suivantes

Spectres de la réaction $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$ obtenus au spectrographe magnétique du type Buechner

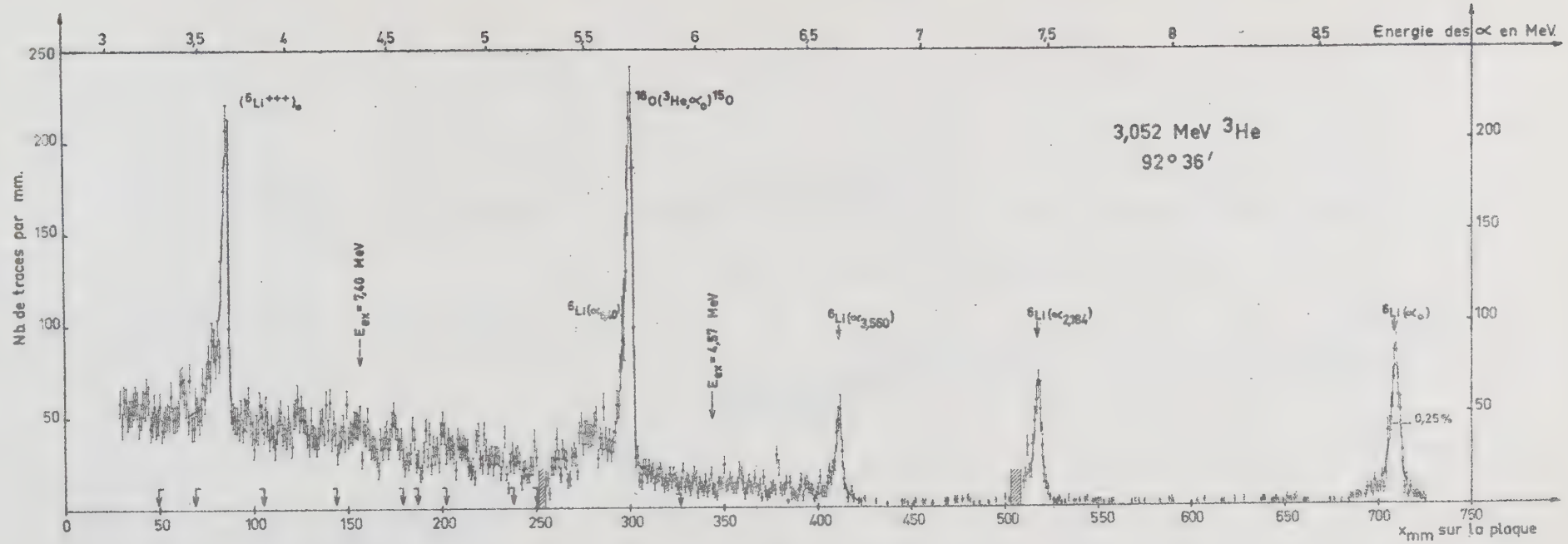
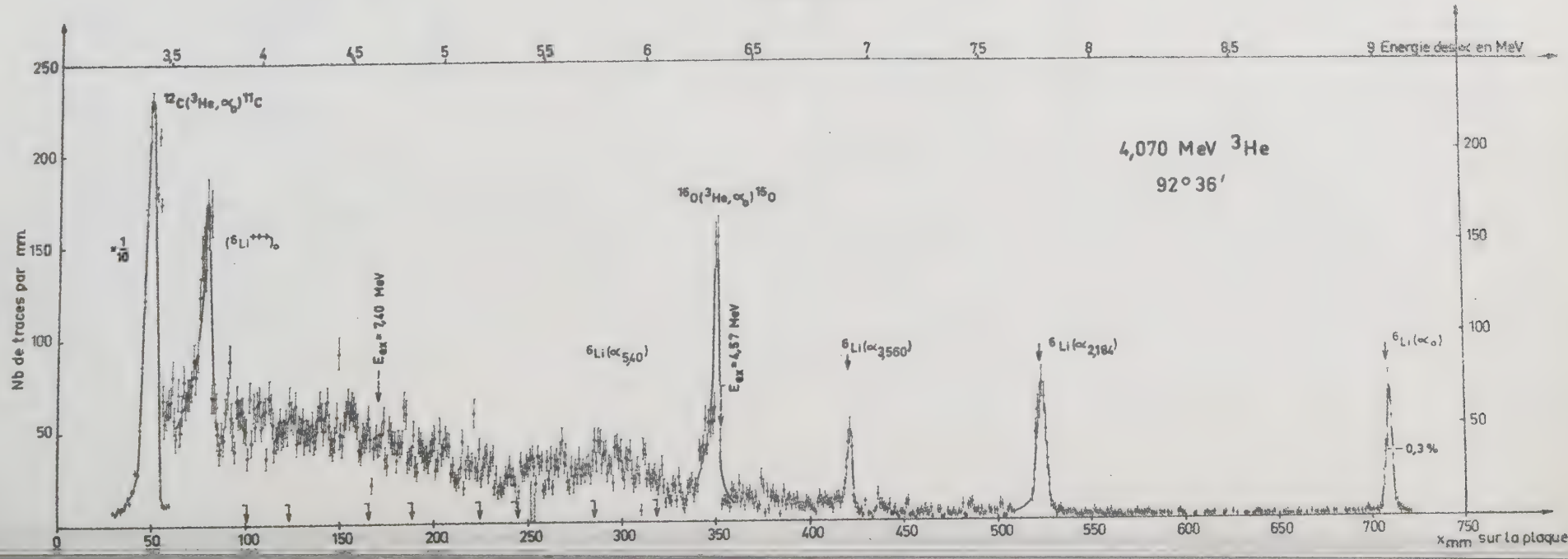

Energie des ∝ en MeV
Nb de traces par mm.
3,052 MeV 3He
92° 36′
(6Li+++)o
16O(3He,∝o)15O
6Li(∝540)
6Li(∝3,560)
6Li(∝2,184)
6Li(∝o)
Eex = 7,40 MeV
Eex = 4,57 MeV
0,25%
xmm sur la plaque

Fig. 2c)


Energie des ∝ en MeV
Nb de traces par mm.
4,070 MeV 3He
92° 36′
12C(3He,∝o)11C
(6Li+++)o
16O(3He,∝o)15O
6Li(∝540)
6Li(∝3560)
6Li(∝2,184)
6Li(∝o)
Eex = 7,40 MeV
Eex = 4,57 MeV
0,3%
xmm sur la plaque.

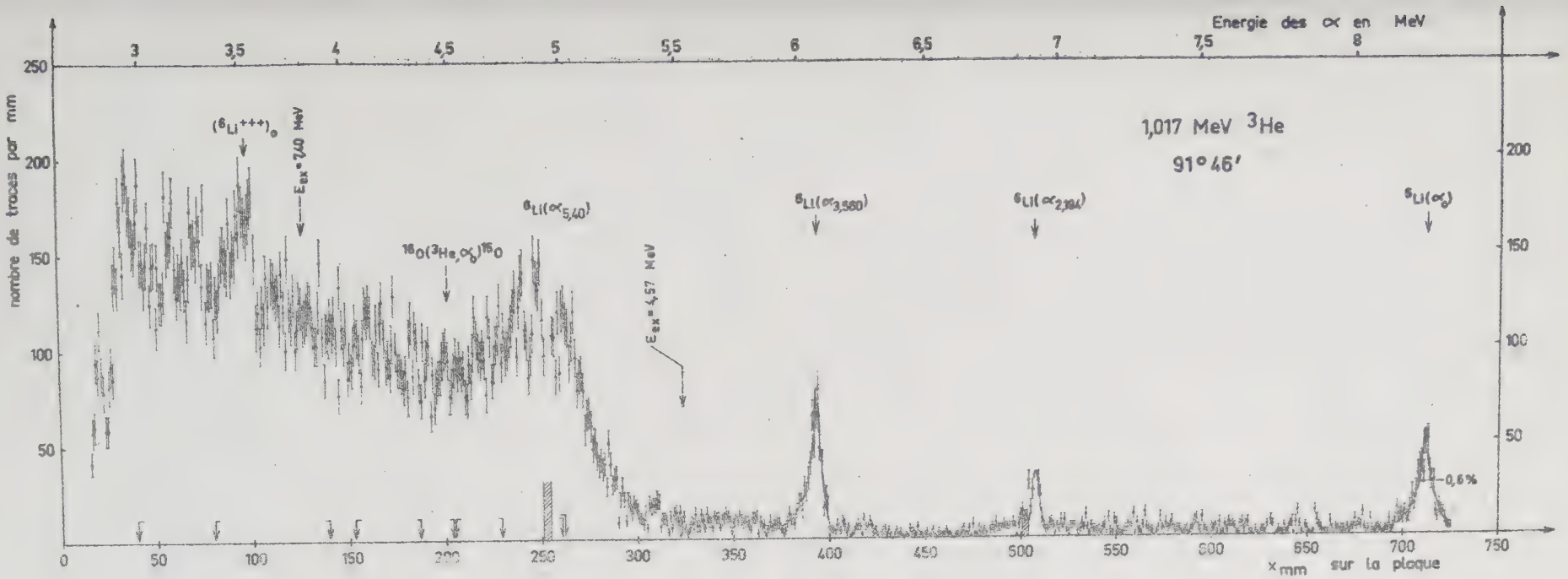

Energie des ∝ en MeV
nombre de traces par mm
1,017 MeV 3He
91°46'
(6Li+++)o
Eex=2,40 MeV
6Li(∝5,40)
16O(3He,∝o)15O
Eex=4,57 MeV
6Li(∝3,560)
6Li(∝2,184)
6Li(∝o)
0,6%
xmm sur la ploque

Fig. 2e)

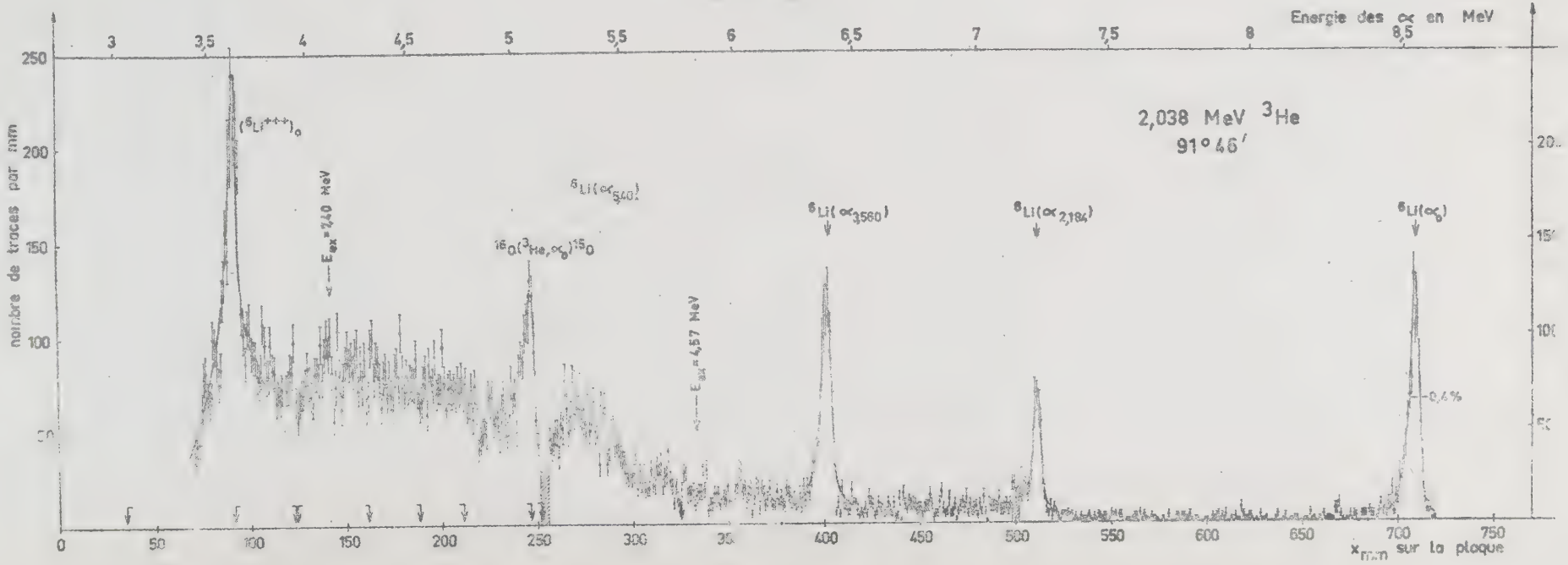

Energie des ∝ en MeV
nombre de traces par mm
2,038 MeV 3He
91°46'
(6Li+++)o
Eex=2,40 MeV
6Li(∝5,40)
16O(3He,∝o)15O
Eex=4,57 MeV
6Li(∝3,560)
6Li(∝2,184)
6Li(∝o)
0,4%
xmm sur la ploque

Fig. 2d)

de préférence avec des méthodes électroniques plus rapides et qui permettent des mesures de section efficace différentielle simultanéesà différents angles d'observation. D'autre part, des mesures au spectrographe magnétique sont indispensables quand on veut préciser une largeur faible ou une position mais elles ne sont pas adaptées au cas d'un niveau très large et peu intense.

Nous nous sommes donc attachée à mettre au point notre nouvelle technique et le développement de la technique des jonctions et la transistorisation des appareils ont grandement facilité notre tâche.

C. ETUDE DE $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$ PAR DETECTEURS A SEMI-CONDUCTEURS

a) Dispositif expérimental

Faisceau incident

Toutes les expériences d'énergie incidente inférieure à 3 MeV ont été réalisées au Van de Graaff vertical de 3 MeV tandis que celles d'énergie supérieure l'ont été au Van de Graaff de 6 MeV équipé d'un dispositif d'ionisation complète de ^{3}He (stripper).

Dans le premier cas l'énergie précise du faisceau d'ions $^{3}He^{+}$ a été déterminée à partir de la mesure du seuil de la réaction bien connue $^{7}Li(p,n)^{7}Be$ - 1,644 MeV à E_S= 1880,36 $\pm$ 0,22 keV.

Dans le deuxième cas nous avons utilisé une constante de l'aimant déflecteur, déterminée à partir de la réaction $^{6}Li(\alpha^{++},n)^{9}B$ dont l'énergie de seuil est de 6,623 MeV (Ma60)

et dont nous donnons une courbe fig. 3. L'erreur relative sur l'énergie absolue du faisceau a été trouvée inférieure à 8.10^{-3}

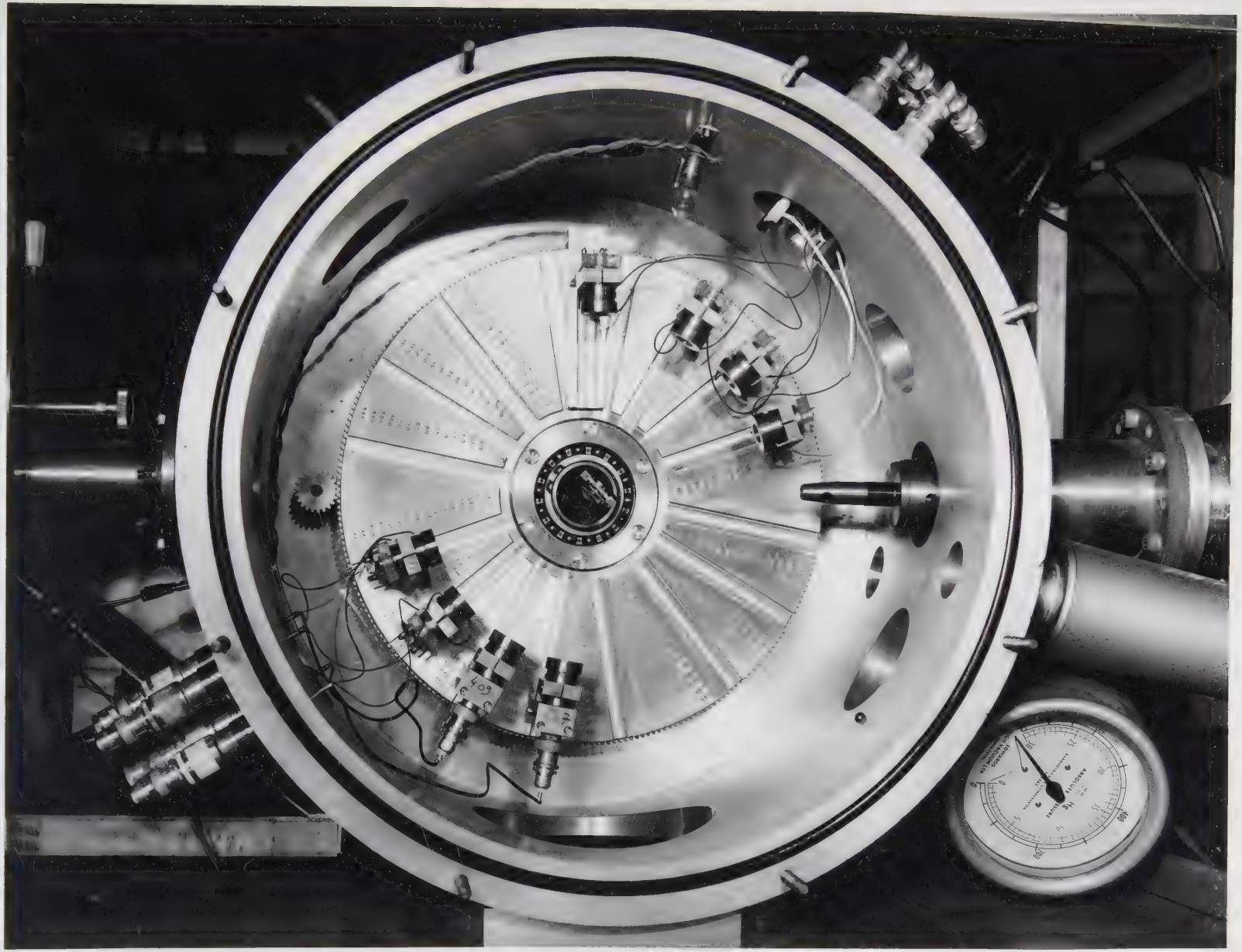
Chambre de réactions

Nous avons utilisé au cours de nos expériences deux chambres de réactions.

a) La première (We65, Se67) est représentée ouverte sur la photo n° 1. Elle a l'avantage de pouvoir contenir jusqu'à 17 détecteurs. C'est un cylindre en duraluminium de 330 mm de diamètre intérieur et 230 mm de hauteur, fermé par deux couvercles. Un groupe de pompage à vapeur de mercure y assure un vide de 5.10^{-6} torr. La sortie des impulsions des détecteurs se fait par des embases coaxiales à passage étanche. Un ensemble de trois diaphragmes interchangeables et une cage de Faraday servent à la définition et la collection des charges pour une mesure précise du courant.

Un des couvercles permet l'accès à l'intérieur de la boîte tandis que le deuxième est équipé de deux plateaux et d'un porte-cible. Les rotations indépendantes des deux plateaux et l'orientation du porte-cible sont possibles de l'extérieur.

L'un des plateaux a été creusé suivant des diamètres, de 8 rainures en queue d'aronde dans lesquelles on peut faire coulisser les supports des détecteurs. Ce montage assure un centrage mécanique parfait à chaque position du détecteur. L'écart angulaire entre deux rainures est soit de 30°, soit de 20°. La position d'un seul détecteur détermine donc celle des autres.



Chambre de réactions pour l'étude des distributions angulaires

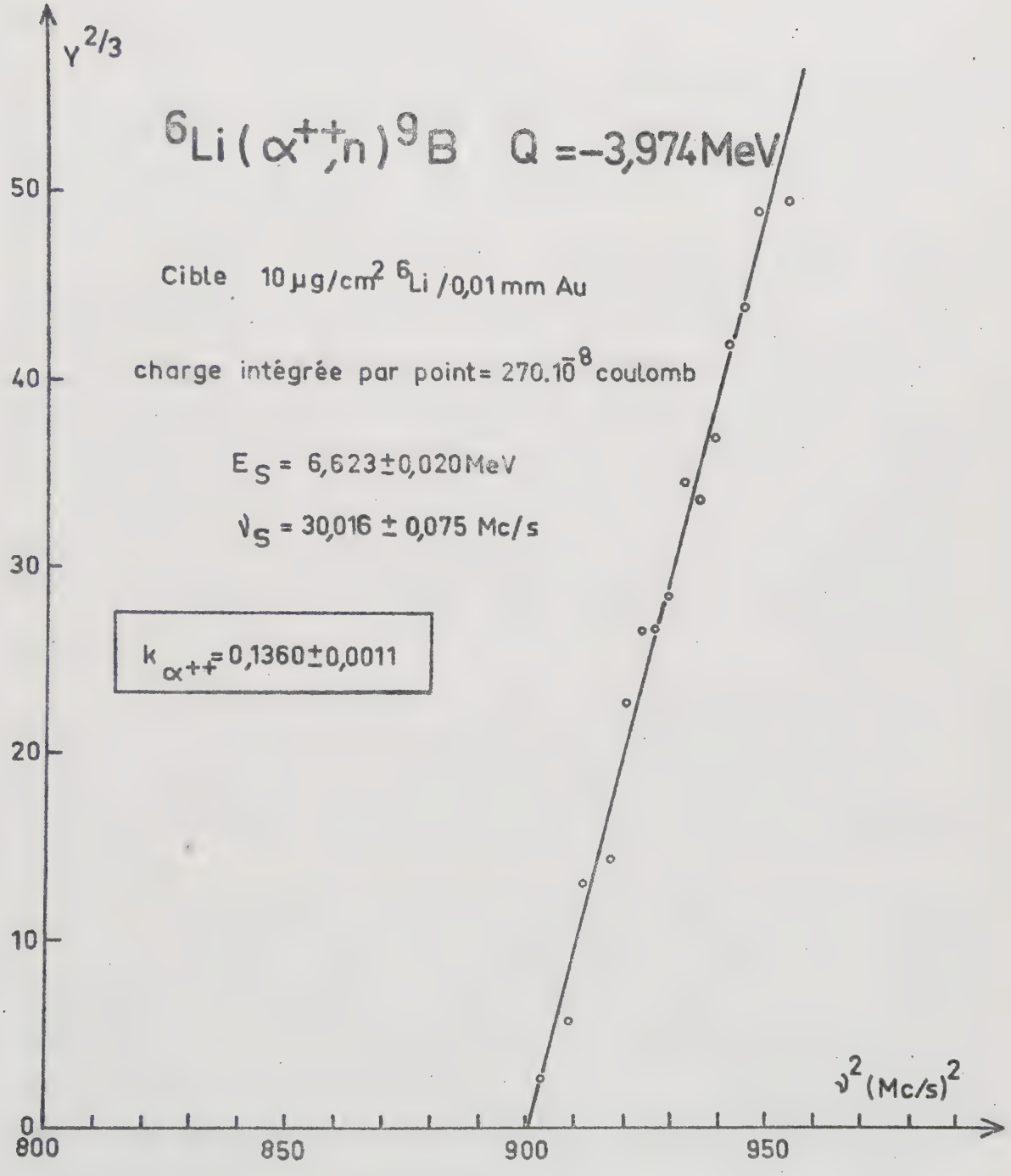


Fig. 3

Variation de $Y^{2/3} = (N_{coups} - BdF)^{2/3}$ en fonction du carré de la fréquence pour la réaction à seuil $^6Li(\alpha,n)^9B$

Sur le deuxième plateau peut être monté un détecteur J supplémentaire qui, comme nous le verrons, dans la deuxième partie de notre travail, sert de moniteur pour les mesures de distributions angulaires.

La mesure des angles est faite sur un cadran gradué au demi-degré et étalonné de la façon suivante : l'axe du faisceau étant matérialisé par deux quartz à réticules situés respectivement à la place de la cible et au fond de la cage de Faraday, on le fait coïncider avec l'axe optique d'une lunette. On vise alors avec la lunette le centre d'une jonction placée devant l'entrée du faisceau et on fixe l'index du cadran. La précision est estimée à 0,5°. La position de la jonction solitaire J est déterminée de la même façon. Ce réglage est fait avant chaque série d'expériences.

Nous nous sommes limités à 8 détecteurs, munis de diaphragmes identiques. Entre le diaphragme et le détecteur il est possible d'interposer des feuilles minces absorbantes pour la discrimination éventuelle de particules détectées.

La distance maximum détecteur-cible est de 12 cm.

Le porte-cible est coulissant et permet d'interposer indifféremment la cible ou un quartz à réticule sur le passage du faisceau. On peut placer une feuille d'or activée par électrodéposition dans une source de Radiothorium contre la cible pour mesurer son épaisseur. On peut faire tourner le porte-cible, muni d'une feuille d'or activée, à 2t/mn au moyen d'un moteur à rotation uniforme pour étalonner en énergie les chaînes électroniques et vérifier l'identité des angles solides.

b) La deuxième boîte a aussi la forme d'un cylindre horizontal, mais son diamètre intérieur est de 600 mm, ce qui laisse une plus grande latitude pour la distance cible-détecteur. Elle a été conçue pour l'étude des corrélations de particules et ses caractéristiques ont été publiées (Ho66). Le fait qu'elle ne contienne que deux détecteurs était pour nous un inconvénient. Elle a, par contre, l'avantage de faciliter les changements de cibles à partir d'une réserve de 29 cibles et permet d'interposer des feuilles absorbantes de deux épaisseurs différentes devant chacun des détecteurs sans rompre le vide dans l'enceinte. L'utilisation de cette chambre de réactions nous a permis de résoudre certains cas particuliers.

Dispositif électronique

Le principe de notre dispositif électronique est maintenant classique.

Les impulsions des 8 détecteurs sont amplifiées linéairement par des chaînes de haute résolution puis analysées en spectres de 512 canaux dans un bloc mémoire de 4096 canaux (BM 96 Intertechnique). L'analyse des 8 voies est réalisée par un ensemble comprenant un convertisseur analogique digital associé à un aiguilleur (Intertechnique AP32), précédé d'un mélangeur analogique.

Dans la plupart des cas, en fait, nous avons analysé 4 voies seulement avec cet ensemble, la résolution de chaque voie diminuant quand le nombre de voies analysées augmente.

L'analyse des voies des détecteurs correspondant aux angles vers l'avant a été faite par un dispositif comprenant un aiguilleur-mélangeur à 4 voies (Intertechnique AP 19) précédé d'un codeur analogique digital par voie. Ceci offre une plus grande souplesse pour les règlages, diminue le taux de pertes et en permet une mesure plus précise.

Cibles

Les cibles de lithium 7 utilisées ont été réalisée dans notre laboratoire par évaporation sous vide de lithium métallique sur supports de formvar mince dilué à raison de 2,5 g par litre de solvant. Le lithium utilisé contient 99,99 % de lithium 7, proportion garantie par le fournisseur (Oak Ridge).

Nous n'avons jamais été gênés par une contamination éventuelle de lithium 6.

Les particules incidentes et émises étant des ions d'hélium nous avons déterminé les épaisseurs des cibles et des supports utilisés par absorption des particules α de 8,78 MeV du dépôt actif de thorium. Cette perte d'énergie est comprise entre 40 et 70 keV. Malgré l'importance du pic de la réaction de contamination $^{16}O(^{3}He,\alpha)^{15}O$ nous n'avons pas cherché à limiter l'oxydation du lithium.

b) Etude des spectres de la réaction $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$

Avant de présenter quelques-uns des spectres que nous avons obtenus et de les discuter, nous allons parler brièvement des difficultés que soulève l'étude du spectre des particules α correspondant à une excitation supérieure à 3,5 MeV dans le lithium.

Ces difficultés sont dues surtout aux réactions com-

pétitives qui donnent lieu à des pics monocinétiques ou à des continuums, mais aussi au faible rendement de la réaction et aux moyens de détection utilisés.

Réactions compétitives donnant des pics monocinétiques

La réaction $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$ a un bilan appréciable de 13,325 MeV mais les masses des particules émises sont comparables. La première réaction compétitive est donc $^{7}Li(^{3}He,^{6}Li)\alpha$, au moins pour les états de 0 et 3,56 MeV.

Les réactions $(^{3}He,p)$ et $(^{3}He,d)$ induites sur le lithium 7 sont très exothermiques. Ce sont

$$^{7}Li(^{3}He,p)^{9}Be + 11,199 \text{ MeV}$$
$$^{7}Li(^{3}He,d)^{8}Be + 11,759 \text{ MeV}$$

Les détecteurs à semi-conducteurs ne détectant pas les neutrons, sauf peut-être par réactions secondaires (n,α) sur le silicium qui les compose, nous ne sommes pas gênés par $^{7}Li(^{3}He,n)^{9}B$ + 9,439 MeV. Par ailleurs, à cause de son faible bilan, la réaction $^{7}Li(^{3}He,t)^{7}Be$ - 0,880 MeV n'intervient pas dans la zone étudiée.

Les autres réactions se font à partir des impuretés de la cible qui sont principalement du ^{12}C et du ^{16}O. Les plus importantes sont

$$^{16}O(^{3}He,\alpha)^{15}O + 4,908 \text{ MeV}$$
$$^{12}C(^{3}He,\alpha)^{11}C + 1,856 \text{ MeV}$$
$$^{16}O(^{3}He,p)^{18}F + 2,021 \text{ MeV}$$
$$^{12}C(^{3}He,p)^{14}N + 4,779 \text{ MeV}$$

Réactions compétitives donnant des continuums

Les forts bilans observés pour les réactions induites par les ions ^{3}He sur le lithium 7 permettent d'exciter fortement les noyaux légers résiduels. Ces noyaux sont instables et reviennent à leur état fondamental soit par émis-

sion γ, soit par émission de particules ; ces processus peuvent avoir lieu en séquence par l'intermédiaire d'autres niveaux, ou d'autres noyaux.

Nous parlerons à la fin de ce chapitre d'un cas particulier, celui de l'hélium 6, excité à 1,80 MeV, dont il était intéressant de voir quel était, de ces deux processus, le plus probable.

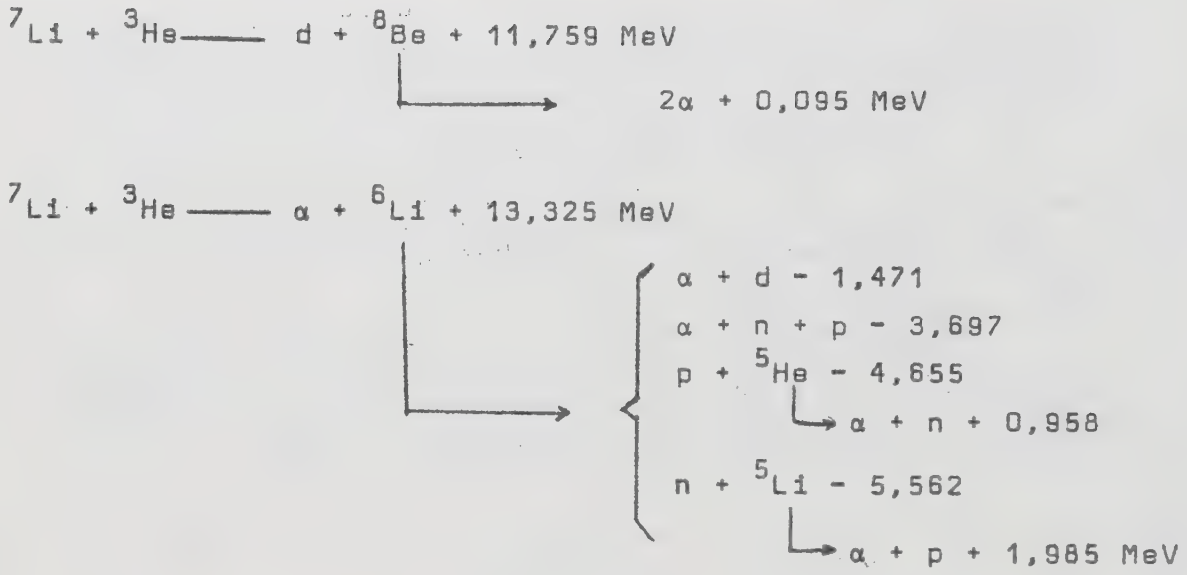
Nous avons schématisé ci-dessous les différentes possibilités par lesquelles peuvent décroître les noyaux résiduels obtenus dans la réaction $^{7}Li + {}^{3}He$.

$$^{7}Li + {}^{3}He \longrightarrow n + {}^{9}B + 9{,}349 \text{ MeV}$$

$$\longrightarrow \begin{cases} p + {}^{8}Be + 0{,}185 \text{ MeV} \\ \qquad \searrow 2\alpha + 0{,}095 \text{ MeV} \\ \alpha + {}^{5}Li - 1{,}685 \text{ MeV} \\ \qquad \searrow \alpha + p + 1{,}985 \text{ MeV} \end{cases}$$

$$^{7}Li + {}^{3}He \longrightarrow p + {}^{9}Be + 11{,}199 \text{ MeV}$$

$$\longrightarrow \begin{cases} n + {}^{8}Be - 1{,}665 \text{ MeV} \\ \qquad \searrow 2\alpha + 0{,}095 \text{ MeV} \\ \alpha + {}^{5}He - 2{,}528 \text{ MeV} \\ \qquad \searrow \alpha + n + 0{,}958 \text{ MeV} \end{cases}$$



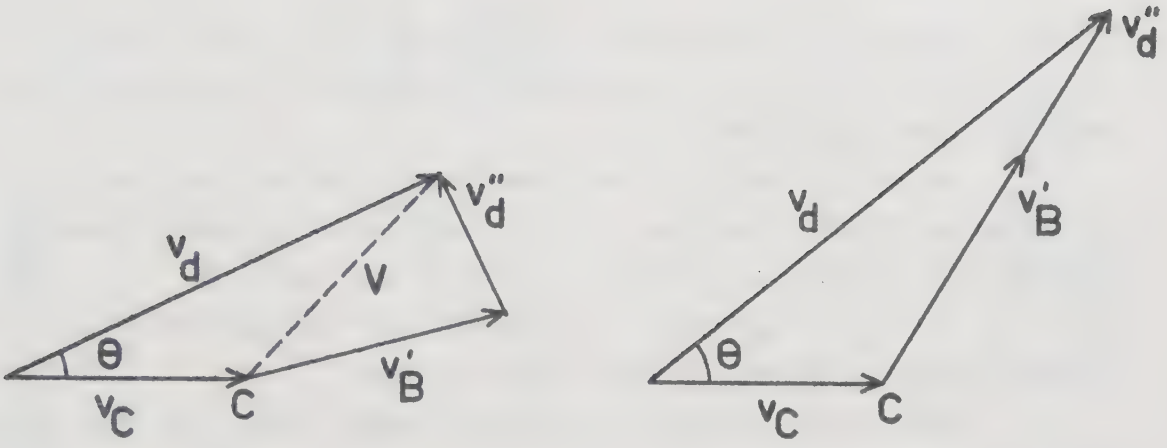
La distribution en énergie des particules secondaires sera continue et limitée entre deux valeurs extrêmes pour un angle d'observation θ et une énergie incidente E_1 donnés.

Soit une particule incidente (1) formant avec le noyau-cible (0) un noyau composé C, de vitesse $\vec{v}_c$ dans le système du laboratoire. C se casse en un noyau excité B et une particule b plus légère. La vitesse de B par rapport à C est $\vec{v}'_B$. B se casse à son tour en deux particules d et D, la vitesse de d par rapport à B est $\vec{v}''_d$. La vitesse totale de d dans le système du laboratoire est donc

$$\vec{v}_d = \vec{v}_c + \vec{v}'_B + \vec{v}''_d$$

$\vec{v}''_d$ est constante pour un état excité du noyau B et ne dépend ni de E_1 ni de θ.

$\vec{v}'_B$ dépend de E_1 mais non de θ. $\vec{v}_c$ est parallèle à la direction du faisceau incident et dépend de E_1.



Configuration (1) Configuration (2)

La limite maximum du continuum sera donnée par la configuration (2) où $\vec{v}'_B$ est aligné avec $\vec{v}''_d$ et de même sens, la limite minimum par la configuration où $\vec{v}''_d$ et $\vec{v}'_B$ sont colinéaires et se retranchent.

Nous ne discuterons pas les différentes configurations par ailleurs détaillées dans la thèse de C. GERARDIN, car seule la configuration (2) nous intéresse.

En effet, si l'on calcule la probabilité d'avoir une particule de vitesse $\vec{v}_d$ en supposant des émissions isotropes pour les deux réactions séquentielles, on trouve que le continuum a une intensité proportionnelle à $\frac{v_d^2}{V}$ pour un processus donné (Ge68) et on peut montrer que le continuum

a une intensité croissante en fonction de v_d (ou de E_d).

Le maximum d'intensité du continuum aura donc lieu pour la configuration (2).

On voit aussi que des confusions entre une particule issue d'une réaction et une particule de même nature issue d'un continuum peuvent se produire lorsque $\overrightarrow{v'_B} + \overrightarrow{v''_d} = \overrightarrow{v'_b}$, $\overrightarrow{v'_b}$ étant la vitesse par rapport à C de la particule d émise en une seule étape.

Nous avons examiné successivement tous les cas de continuums possibles.

Nous ne détaillerons pas cette étude nécessaire mais fastidieuse. Nous allons simplement donner un cas de "confusion" possible.

Processus 1 : $^{7}_{3}Li + ^{3}_{2}He \longrightarrow ^{6}_{3}Li^{*} + ^{4}_{2}He$

où ^{6}Li est excité à 4,5 MeV

Processus 2 : $^{7}_{3}Li + ^{3}_{2}He \longrightarrow ^{9}_{4}Be^{*} + p$, $^{9}_{4}Be^{*} \longrightarrow ^{4}_{2}He + ^{5}_{2}He$

$\searrow \alpha + n$

Comparons la particule α_1 émise dans le processus (1) et la particule α_2 émise par $^{9}Be^{*}$ après la réaction.

La variation de v'_{α_1} et $V_{max} = v'_B + v''_{\alpha_2}$ en fonction de l'énergie incidente est indiquée sur la fig.(4). Dans le cas où l'excitation de $^{9}_{4}Be$ est de 11,3 MeV, on voit qu'entre 1 et 2 MeV la particule α_2 émise par la réaction séquentielle aura pratiquement la même énergie (quel que soit l'angle d'observation) que la particule α_1 qui correspondrait à l'état de 4,5 MeV. L'état à 11,3 MeV de ^{9}Be est mis en évidence par ^{7}Li (^{3}He,p)^{9}Be (Co67), sa largeur

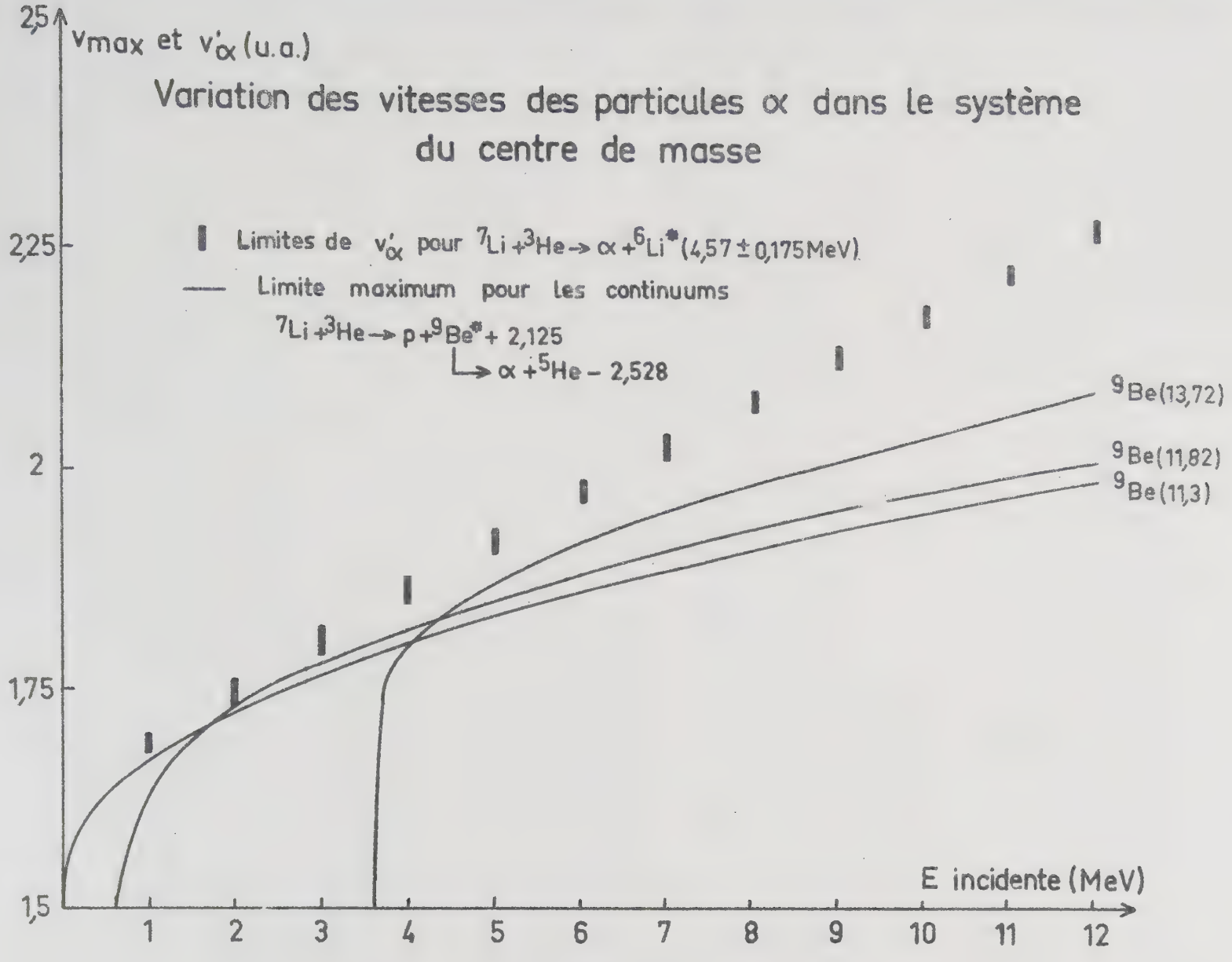


Fig. 4

Comparaison dans le système du centre de masse de la vitesse d'une particule α issue d'une réaction directe et de la vitesse résultante maximum pour un continuum de particules α

est de 640 ± 70 keV. Si l'on fait des coïncidences entre les deux α émises par ^{9}Be, on a toutes les chances à cause des lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, de trouver des coïncidences qu'il est facile de confondre avec des coïncidences αα venant du processus 1.

Nous avons d'autres cas particuliers où la confusion est encore plus facile, c'est ceux où $\vec{v}''_d$ est très faible par rapport à $\vec{v}'_B$. Dans ce cas si on néglige $\vec{v}''_d$ on a une configuration qui ressemble à la configuration d'une réaction en une seule étape.

Précautions particulières pour l'étude de $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$

Nous avons essayé de retrouver ce qui est un des avantages du spectrographe magnétique, c'est-à-dire avoir, du moins dans la portion de spectre qui nous intéresse, des particules d'une seule nature.

- en jouant sur la profondeur des détecteurs à semi-conducteurs utilisés de manière à rejeter en dehors de ce domaine les particules moins ionisantes.
- en interposant des feuilles de nickel pour déplacer les pics des noyaux de recul souvent importants.

α) Les détecteurs utilisés sont de deux types :

1° - Radiotechnique BPY 20A, de 12 mm^2 de surface

utile et 100 μ de profondeur pour une polarisation de l'ordre de 70 V.

2° - Radiotechnique F 1304 BPYA, de 12 mm^2 de surface utile et 500 μ de profondeur pour une polarisation de l'ordre de 50 V.

Nous donnons dans le tableau ci-après les énergies maximum suivant la nature de la particule qu'ils pouvaient détecter.

	P	d	t	^3He	α
100 μ	3 MeV	4 MeV	5 MeV	11 MeV	13 MeV
500 μ	8 MeV	10,8 MeV	12,5 MeV	28 MeV	32 MeV

Ces limites sont approximatives et dans certains cas nous les avons précisées en diffusant des protons sur une feuille d'or entre 1 et 6 MeV.

A basse énergie et aux angles vers l'arrière, nous avons parfois été obligés de diminuer la polarisation des détecteurs à cause des deutérons de $^7Li(^3He,d)^8Be$.

β) Les noyaux de recul $^{6}Li(0)$ et $^{6}Li(3,560)$ obscurcissent pour les angles < 90°, la région des spectres qui nous intéresse. Des feuilles de nickel de faible épaisseur (1 à 3μ) nous ont permis de remédier à cela, étant donné la différence du pouvoir d'arrêt du Ni pour les ions d'hélium et les ions de lithium. Il y a peu d'indications concernant le pouvoir d'arrêt de Ni pour des ions Li dans la littérature (Te62), surtout aux énergies considérées. Nous avons utilisé une courbe parcours-énergie pour les ions ^{6}Li déduite de la courbe parcours-énergie des particules α dans Ni (Wh58) par la relation $R_{^{6}Li}(E) = \frac{2}{3} R_{\alpha}(\frac{2}{3} E)$.

Description des spectres

- Spectres pour des énergies inférieures à 5 MeV

L'étude de la réaction $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$ au spectrographe n'ayant été faite qu'à un angle pour les différentes énergies incidentes, nous avons cherché à explorer le domaine angulaire en utilisant huit détecteurs placés à 20° 40° 60° 90° 110° 130° 150° et 170°. Les spectres ont été pris depuis 1 MeV jusqu'à 5 MeV par pas de 500 keV. Nous avons choisi les plus caractéristiques pour l'analyse des états qui nous intéressent.

Les fig. (5) et (6) montrent les spectres obtenus à 2 MeV, 60° et 80° respectivement

a) sans feuille de nickel

b) avec 1 μ de nickel

On reconnait sur ces spectres les pics α correspondant aux trois premiers états de ^{6}Li à 0 2,184 et 3,560MeV L'interposition d'une feuille de 1 μ de nickel ne détruit que très peu la résolution et déplace le pic des noyaux $^{6}Li(0)$ de 1 MeV et 1,13 MeV respectivement, dégageant la région (canaux 150 à 200 à 80°, canaux 275 à 320 à 60°) où devrait se trouver le pic α correspondant à 4,5 MeV d'excitation dans le lithium 6.

On voit nettement sur les spectres (b) que dans cette région d'excitation on ne distingue aucun maximum.

Sur le spectre(a) à 60° on remarque une large bosse à 5,4 MeV qui se retrouve sur tous les spectres sauf dans les quelques cas où les α de $^{16}O(^{3}He,\alpha)^{15}O$ recouvrent la région intéressée.

Les continuums d'α débutent à partir du pic correspondant à l'état de 2,18 MeV. La limite maximum correspond au passage par l'état large de 11,4 MeV de ^{8}Be. Dans cette région peuvent se trouver des α provenant de la décomposition en α+d de niveaux fortement excités de ^{6}Li. On peut en effet atteindre 14 MeV d'excitation dans ^{6}Li.

Nous donnons sur la figure (8) un graphique indiquant la limite maximum des continuums α des réactions séquentielles $^{7}Li + {}^{3}He \rightarrow b + B$ en fonction de l'énergie d'excitation de B. $\hookrightarrow \alpha + D$ Nous voyons d'après ce graphique que la limite maximum correspondrait à une excitation de ≃ 8,5 MeV dans ^{6}Li. Comme la position et la décroissance des niveaux élevés du lithium 6 ne sont pas encore bien connues, nous indiquerons à titre indicatif sur les spectres suivants la limite correspondant à 6 ou 8 MeV d'excitation dans ^{6}Li.

$E_{^3He} = 2$ MeV

$\theta = 60°$

① $^7Li(^3He,\alpha)^6Li \rightarrow \alpha + d$

② $^7Li(^3He,d)^8Be \rightarrow \alpha + \alpha$

③ $^7Li(^3He,p)^9Be \rightarrow \alpha + ^5He$

④ $^7Li(^3He,n)^9B \rightarrow \alpha + ^5Li$

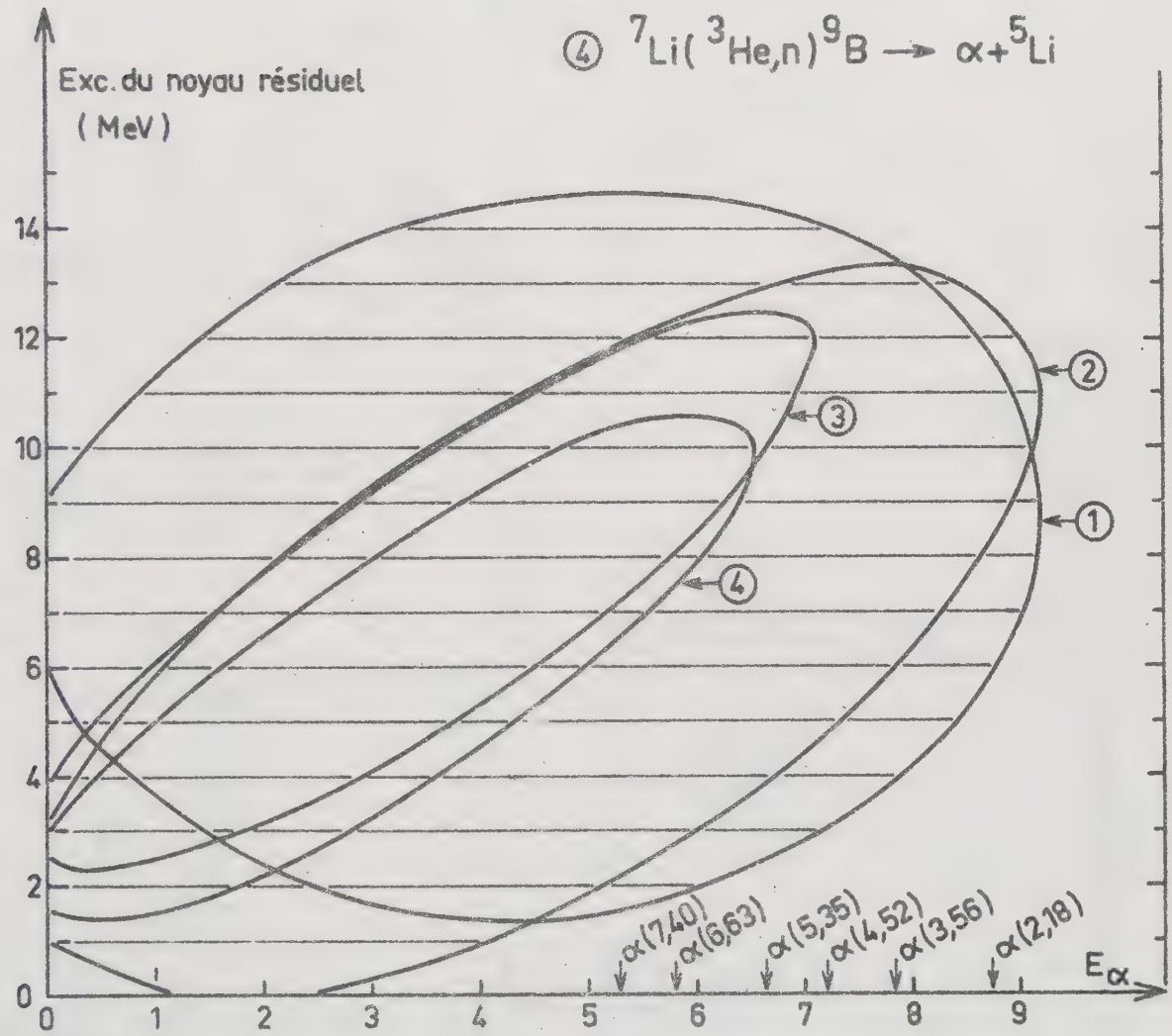


Fig. 8

Graphique montrant la variation de la limite maximum d'un continuum en fonction de l'énergie d'excitation du noyau résiduel

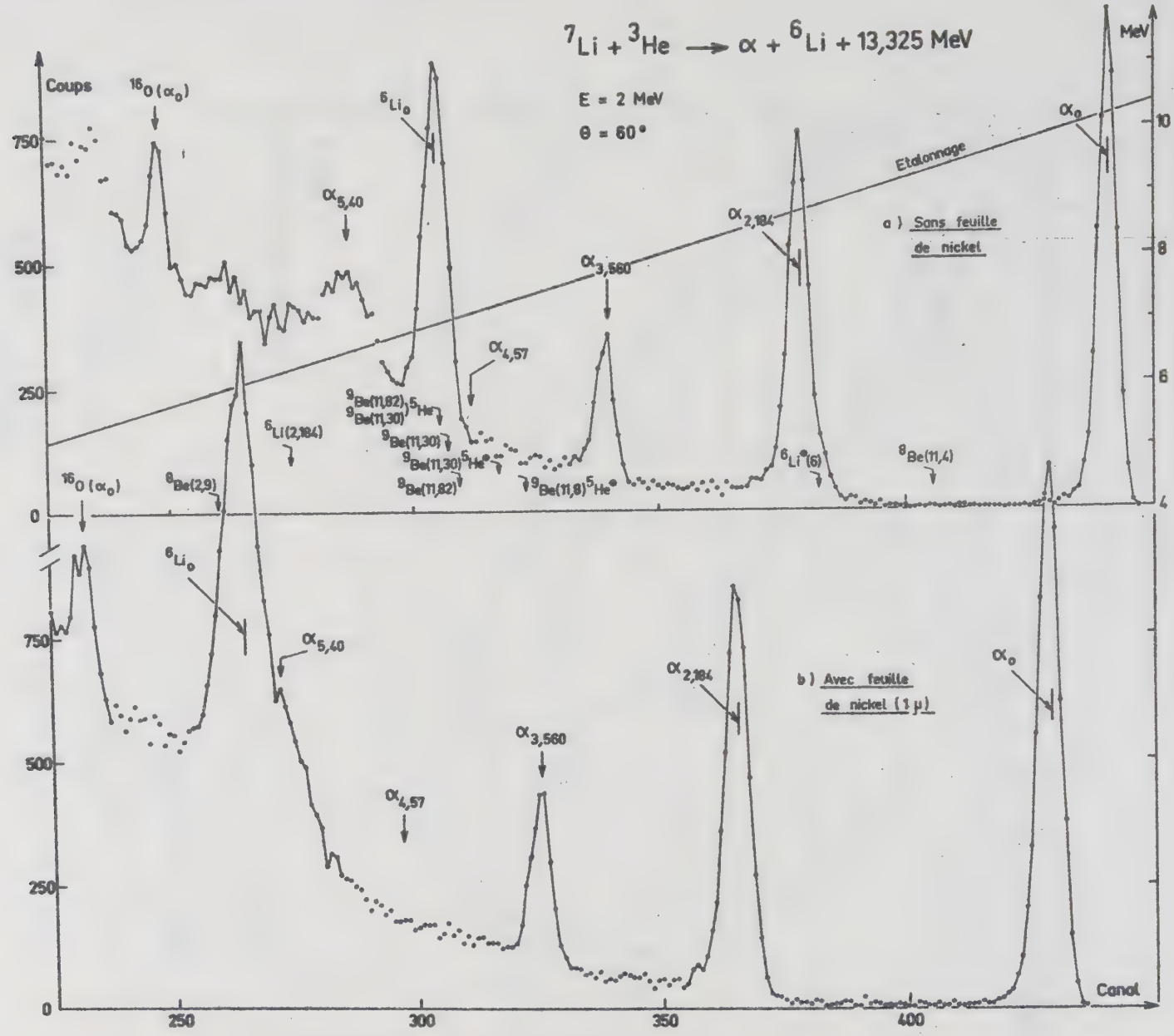


Fig. 5

Spectre de la réaction $^7Li(^3He,\alpha)^6Li$ à 2 MeV et 60° sans et avec feuille de nickel pour dégager la région correspondant à 4,5 MeV dans le lithium 6.

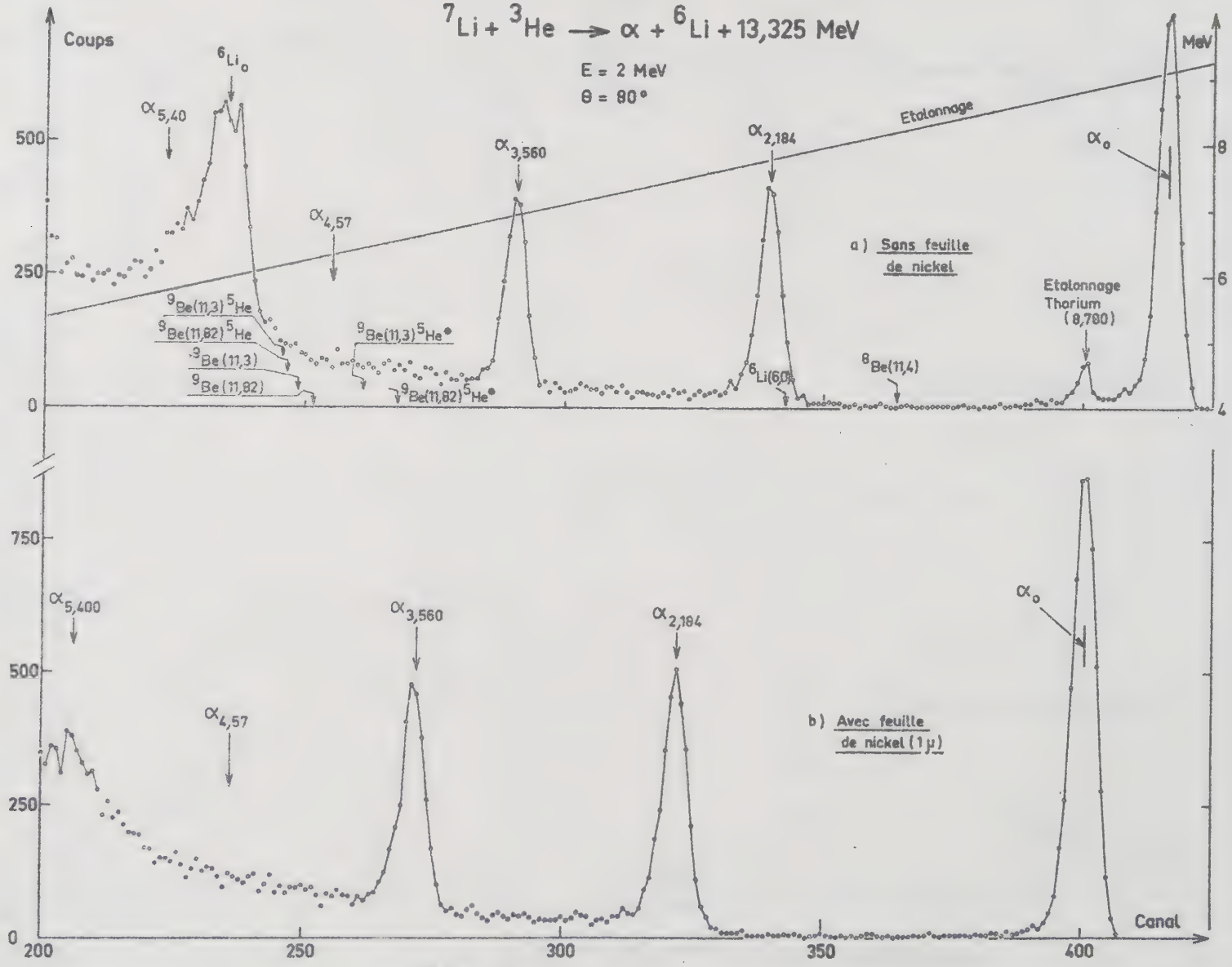


Fig. 6

Spectre de la réaction $^7Li(^3He,\alpha)^6Li$ à 2 MeV et 80° sans et avec feuille de nickel pour dégager la région correspondant à [illegible] MeV

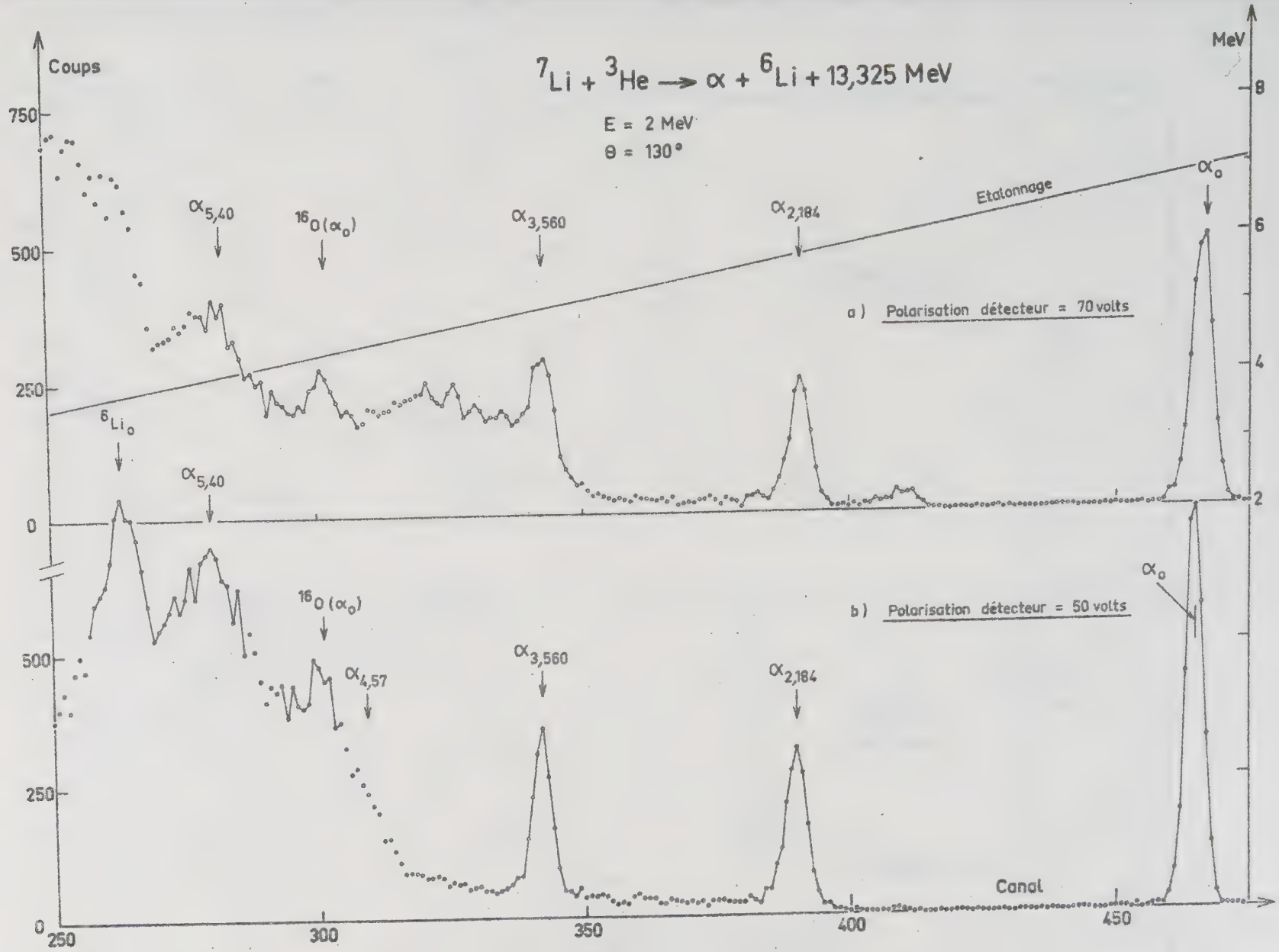


Fig. 7

Spectre de la réaction $^7Li(^3He,\alpha)^6Li$ à 2 MeV et 130° montrant l'influence de la polarisation des détecteurs.

$^{7}Li + {}^{3}He \longrightarrow \alpha + {}^{6}Li + 13{,}325\ MeV$

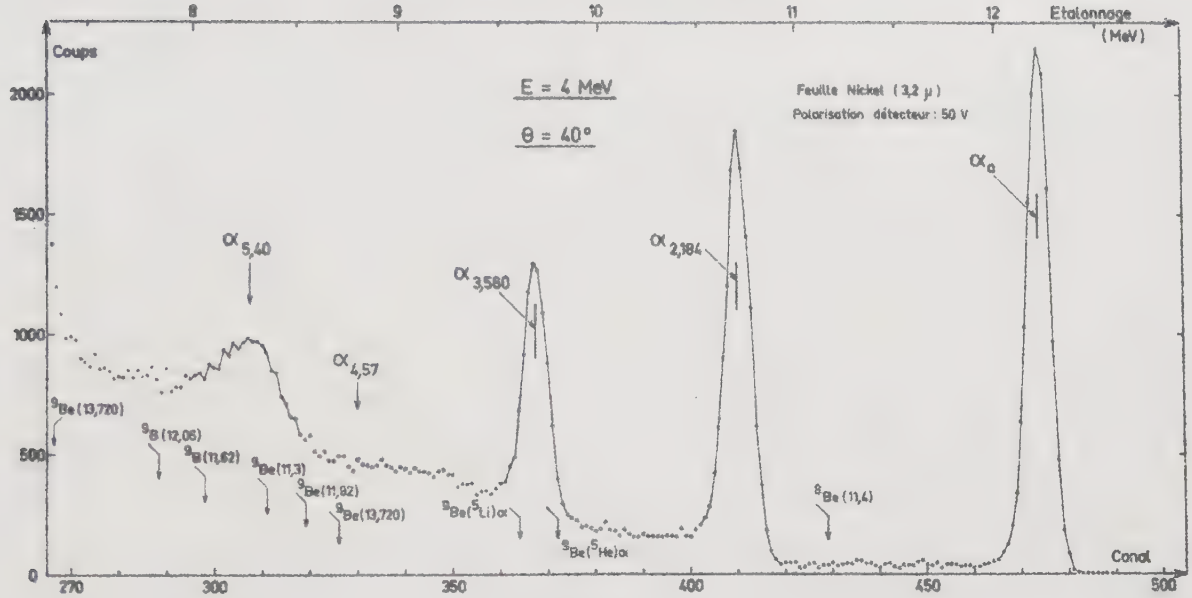


Fig. 9b

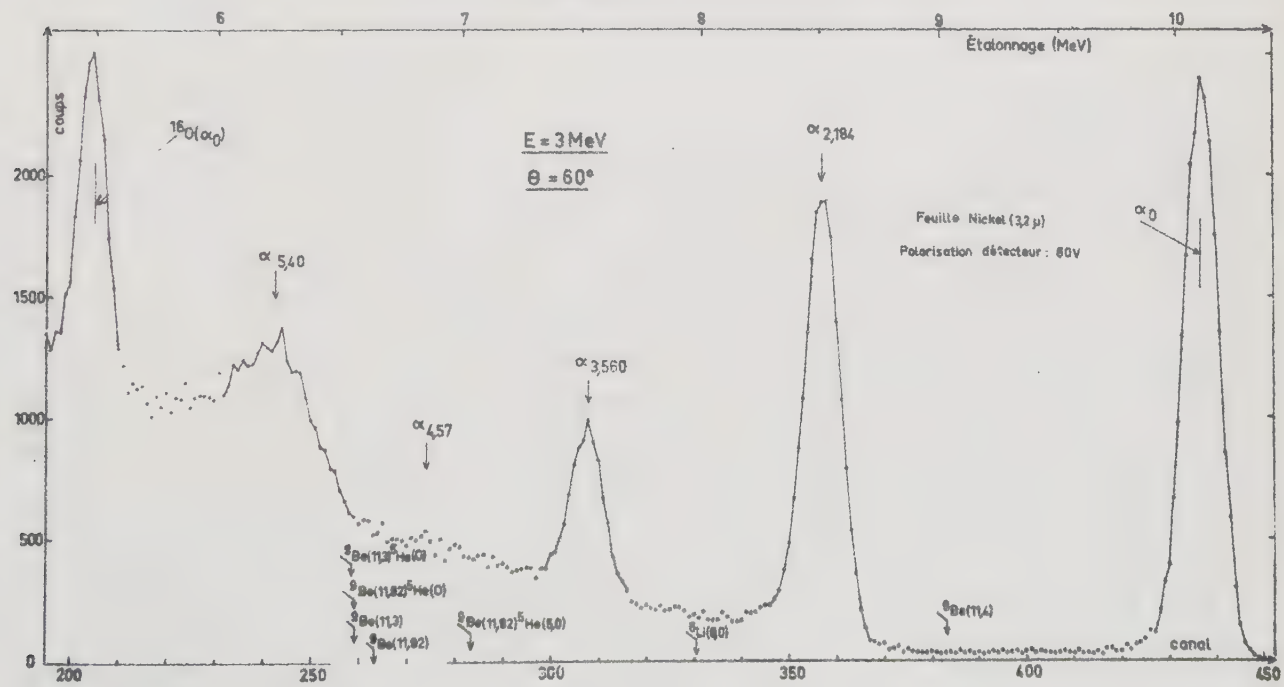


Fig. 9a

Spectres de la variation $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$ à 30° et 40°

Sur la figure (7 a) la bosse située entre α(3,560) et $^{16}O(\alpha_o)$, c'est-à-dire dans la région intéressante est due à des deutérons partiellement absorbés. On voit sur la figure (7b) qu'une diminution de la polarisation du détecteur suffit à la déplacer. Ceci illustre une des difficultés inhérentes à l'utilisation de détecteurs à semi-conducteurs pour la discrimination de particules d'énergie inférieure à 5 MeV.

Les figures (9a) et (9b) présentent des spectres obtenus à 60° et 3 MeV et à 40° et 4 MeV, après interposition d'une feuille de 3,2 μ de nickel. Ces spectres offrent les mêmes caractéristiques que les précédents, mis à part le fait que le niveau à 5,4 MeV est plus visible.

A partir de 4 MeV d'excitation dans ^{6}Li débutent de nombreux continuums, dûs à la désexcitation de ^{9}B et ^{9}Be par passage par ^{5}Li et ^{5}He respectivement. Quelques unes des limites de ces continuums figurent sur les spectres.

- Spectres obtenus entre 5 et 12 MeV

Nous avons continué l'étude des spectres en fonction de l'angle à plus haute énergie (fig. 10 et 11).

Sur ces spectres apparaissent toujours bien les pics α correspondant aux niveaux 0 et 2,184 MeV. Le fond est très important étant donné la multiplicité des voies ouvertes et recouvre partiellement les pics correspondant à 3,56 MeV et 5,40 MeV d'excitation dans le lithium 6 qui apparaissent comme des bosses très étalées. Cette impression est encore accentuée par l'élargissement des pics de $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$, dû à l'ouverture angulaire de nos détecteurs.

En effet à partir de la relation qui donne l'énergie E_2 de la particule observée :

$$(m_3+ m_2)E_2- (m_3- m_1)E_1 - 2\sqrt{m_1m_2E_1E_2}\cos\theta = m_3Q$$

On trouve

$$\frac{\Delta E_2}{\Delta\cos\theta} = \frac{4\sqrt{m_1m_2E_1E_2}}{(m_2+ m_3)\left(1 + \frac{E_{2(90°)}}{E}\right)} \quad \text{où} \quad E_{2(90°)} = \frac{(m_3-m_1)E_1+ m_3Q}{m_2+ m_3}$$

Si l'on suppose que le faisceau ponctuel est bien centré sur une cible bien plane (ce qui est idéal car les cibles de lithium utilisées sont bombées et fripées), la variation $\Delta\cos\theta$ vient de l'ouverture des détecteurs. Cette ouverture est de 2,2°, ce qui entraîne une variation $\Delta\cos\theta$ de 0,024 autour de 40° et 0,035 autour de 90°.

Nous donnons dans le tableau suivant les élargissements comparés des pics de différentes réactions.

	$^{7}Li(^{3}He,\alpha_o)^{6}Li$	$^{7}Li(^{3}He,^{6}Li_o)$	$^{16}O(^{3}He,\alpha_o)^{15}O$
90° et 10 MeV	326 keV	236 keV	129 keV
40° et 10 MeV	279 keV	332 keV	115 keV
90° et 3 MeV	171 keV	123 keV	53 keV
40° et 3 MeV	115 keV	130 keV	44 keV

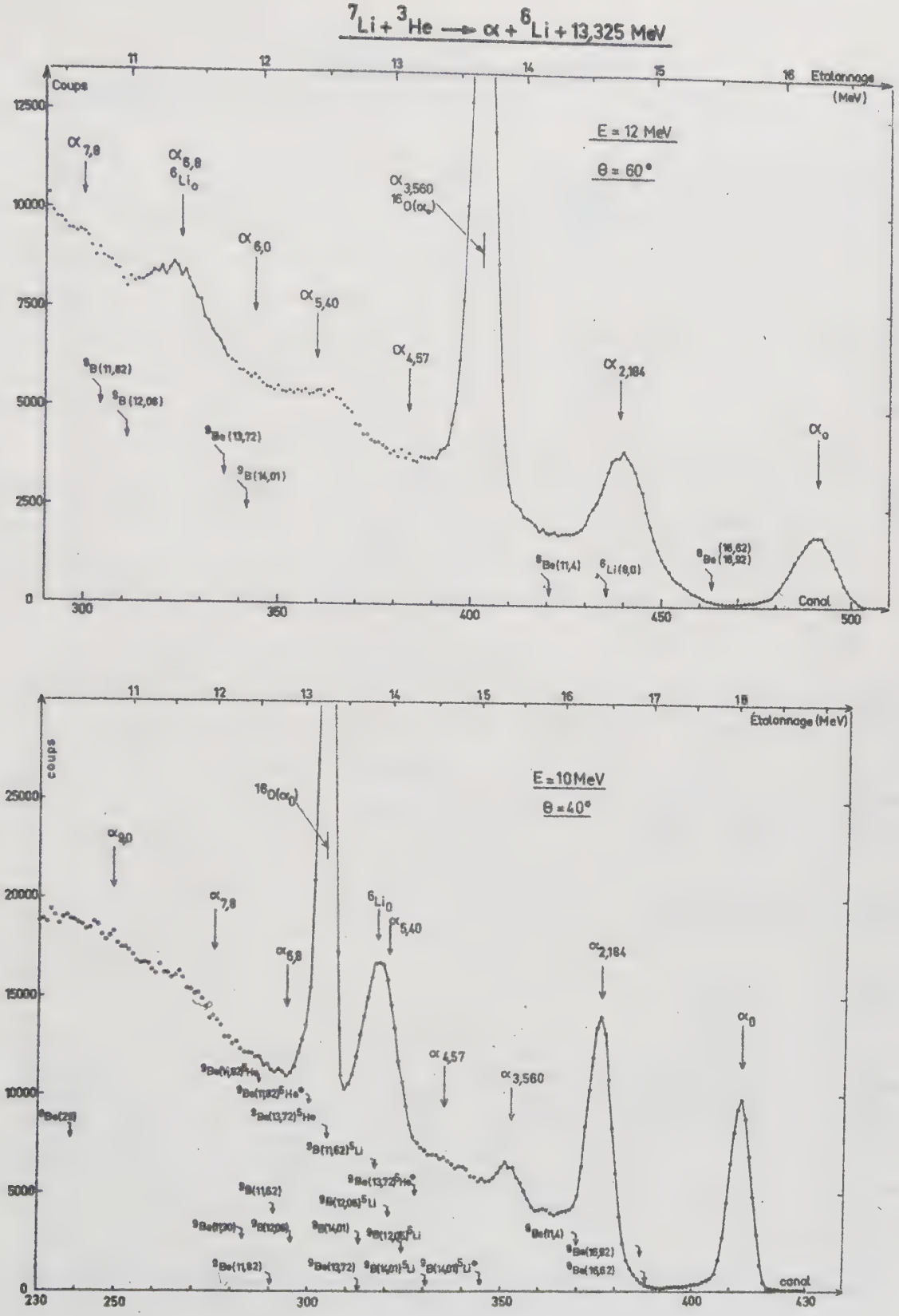


Fig. 10

Spectres de la réaction $^7Li(^3He,\alpha)^6Li$

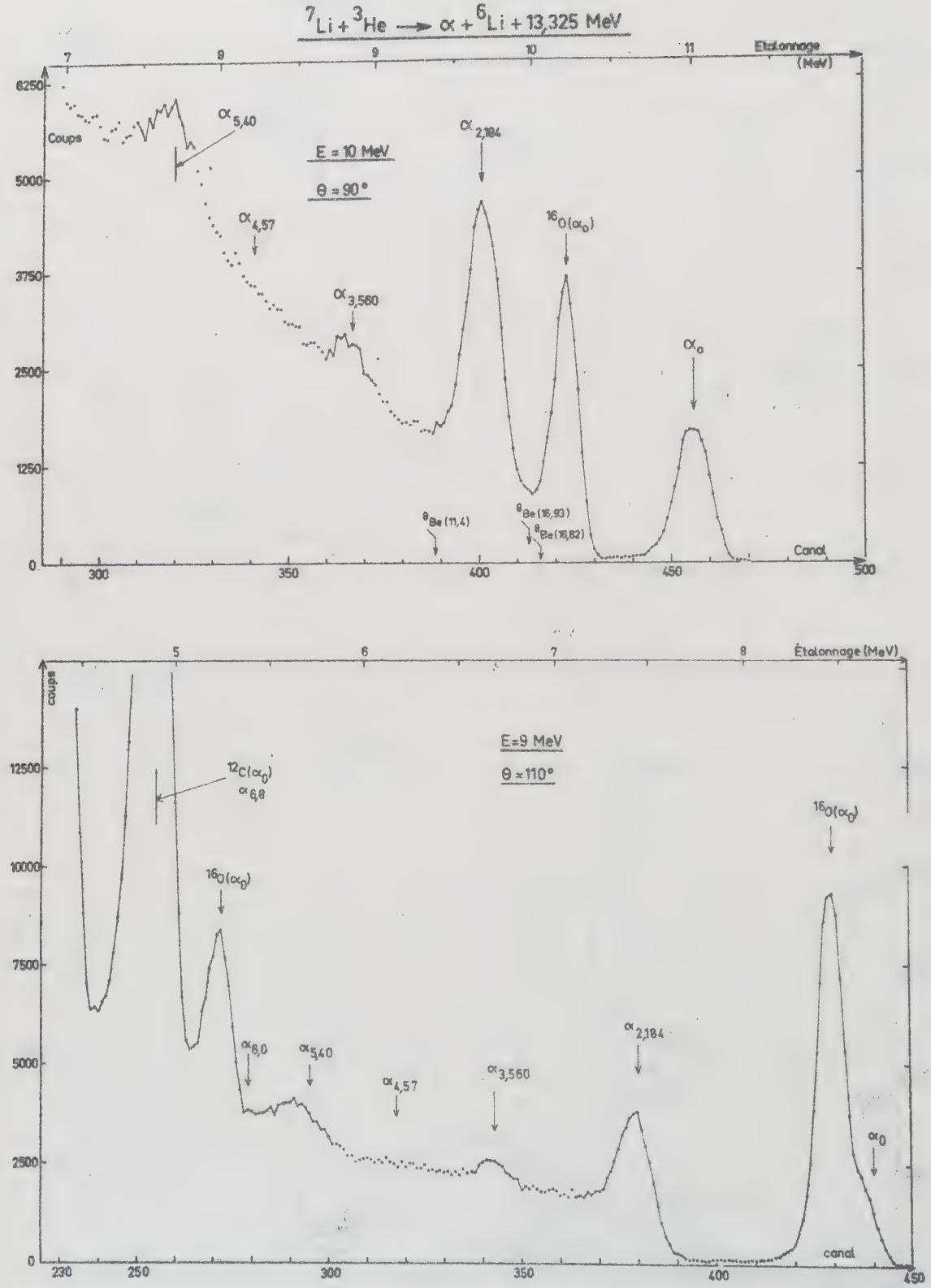


Fig. 11

Spectres de la réaction $^7Li(^3He,\alpha)^6Li$

Les pics $^{16}O(^{3}He,\alpha_{o})^{15}O$ apparaîtront toujours beaucoup plus minces que les pics α dûs au lithium 7. Mis à part les pics signalés plus haut, aucune autre structure ne se détache du fond, en particulier pour les énergies d'excitation de ^{6}Li que rapportent les tables (La66) à 4,5 6,0 6,8 7,8 et 9,0 MeV.

Nous n'avons reporté que sur le spectre de la fig. (10a) les limites des nombreux continuums possibles. La limite extrême de ces continuums, due à la désexcitation des niveaux à 16,62 et 16,92 MeV dans ^{8}Be, est très nette.

Résultats et discussion

En résumé sur une centaine de spectres de la réaction $^{7}_{3}Li(^{3}He,\alpha)^{6}_{3}Li$ nous n'avons pas réussi à mettre en évidence de niveau de ^{6}Li entre 3,56 MeV et 5 MeV.

A titre indicatif, la limite supérieure de section efficace d'un niveau qui se trouverait entre 4 et 5 MeV et de largeur 1 MeV serait égale à l'intégrale de la fluctuation moyenne du fond qu'on peut estimer égale à 25 microbarns à 2 MeV et 60°.

Le niveau large a son maximum en moyenne à 5,4 MeV et présente une largeur d'environ 540 keV. Il est difficile de donner des valeurs très précises pour ce niveau, à cause du recouvrement irrégulier des continuums suivant l'énergie incidente et l'angle d'observation.

C.L. COCKE (Co67) a essayé de mettre en évidence les états plus élevés de ^{6}Li indiqués par ALLEN (A160) et que nous n'avions pas mis en évidence dans l'étude au spectrographe magnétique. Il ne les a pas retrouvés. Bien que cet auteur ne se soit pas particulièrement attaché à rechercher le niveau 2^{+} T = 0, il a confirmé dans une communication privée que ses spectres, obtenus à l'aide d'une jonction placée au foyer d'un spectromètre magnétique de 61 cm ne permettent pas de mettre ce niveau en évidence, notamment un spectre réalisé strictement dans les mêmes conditions qu'ALLEN et collaborateurs (A160). Il place d'autre part l'état de 5,4 MeV à 5,34 $\pm$ 0,02 MeV avec Γ = 0,56 $\pm$ 0,04 MeV.

Il y a une différence entre ces résultats (5,34) et nos résultats actuels d'une part (5,4) et la position (5,47) que nous avions déterminée au spectrographe magnétique. Ce dernier était très dispersif et étalait beaucoup le pic, donnant une incertitude d'autant plus forte sur le maximum que les continuums sous-jacents sont plus intenses.

c) Comparaison avec les résultats obtenus par d'autres réactions

α) Résultats expérimentaux de $^{6}Li(\alpha,\alpha')^{6}Li$ et $^{9}Be(p,\alpha)^{6}Li$

Nous avons résumé dans le tableau suivant les réactions induites par particules chargées qui permettent d'étudier les premiers niveaux excités de ^{6}Li, ainsi que l'énergie d'excitation maximale atteinte dans le lithium 6, en tenant compte des énergies incidentes disponibles au C.R.N.

Réaction	$E_{exc}(^6Li) = \frac{m_o}{m_o + m_1} E_1 + Q$
$^6Li(p,p)^6Li$	5,14 MeV
$^6Li(d,d)^6Li$	4,5 MeV
$^6Li(t,t)^6Li$	2 MeV
$^6Li(^3He,^3He)^6Li$	8 MeV
$^6Li(\alpha,\alpha)^6Li$	7,2 MeV
$^7Li(p,d)^6Li$ - 5,028	0,230 MeV
$^9Be(p,\alpha)^6Li$ + 2,125	7,126 MeV
$^7Li(d,t)^6Li$ - 0,995	3,655 MeV
$^4He(^3He,p)$ - 4,021	2,84 MeV

Nous voyons que seules trois réactions peuvent nous permettre d'atteindre la région d'excitation de 4 à 5 MeV dans le lithium 6, mais en ne laissant que très peu d'énergie pour les particules émises. Ce sont $^{6}Li(^{3}He,^{3}He')^{6}Li$, $^{6}Li(\alpha,\alpha')^{6}Li$ et $^{9}Be(p,\alpha)^{6}Li$.

Les réactions induites par ^{3}He sont très prolifiques et nous verrons dans la deuxième partie de ce travail, à propos de la mesure de la distribution angulaire de $^{7}Li(^{3}He,^{3}He_{0})$ qu'il est très difficile d'interpréter la "forêt" de pics résultant du bombardement de la cible de lithium pour les ^{3}He. Aussi avons-nous essayé, à l'aide des deux réactions possibles, de contrôler les résultats obtenus par $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$.

- $^{6}Li(\alpha,\alpha')^{6}Li$

Nous avons utilisé pour cette étude le dispositif expérimental précédemment décrit et une cible de ^{6}Li à 99,3 % sur support de formvar. Des spectres ont été obtenus tous les 5° par pas de 500 keV, entre 11 et 12,5 MeV. Les figures (12 et 13) présentent les plus intéressants à 12 MeV et 17,5° 20° 25° et 40°.

Sur ces spectres figurent des pics des réactions compétitives $^{6}Li(\alpha,d)^{8}Be$ - 1,567, $^{6}Li(\alpha,p)^{9}Be$ - 2,126 ainsi que les pics de la diffusion inélastique des particules α par les composants de la cible .

En ce qui concerne les pics des particules α de $^{6}Li(\alpha,\alpha')$ on distingue très nettement (les pics élastiques ne figurent pas sur les figures pour une raison de commodité) le pic correspondant au niveau à 2,184 sur les quatre spectres.

$^{6}Li + \alpha$ E = 12 MeV

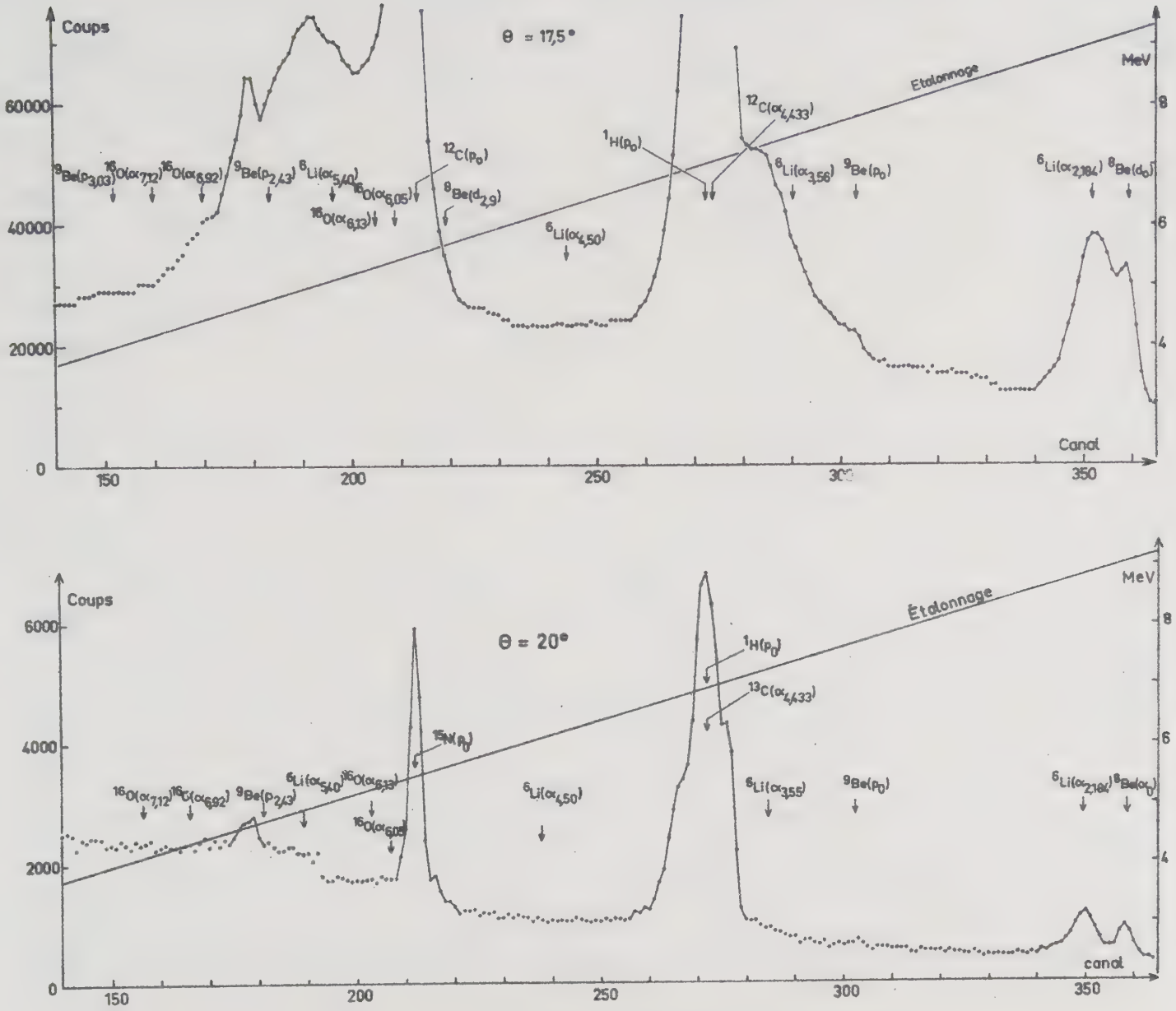


Fig. 12

Spectres de la réaction $^{6}Li(\alpha,\alpha')^{6}Li$

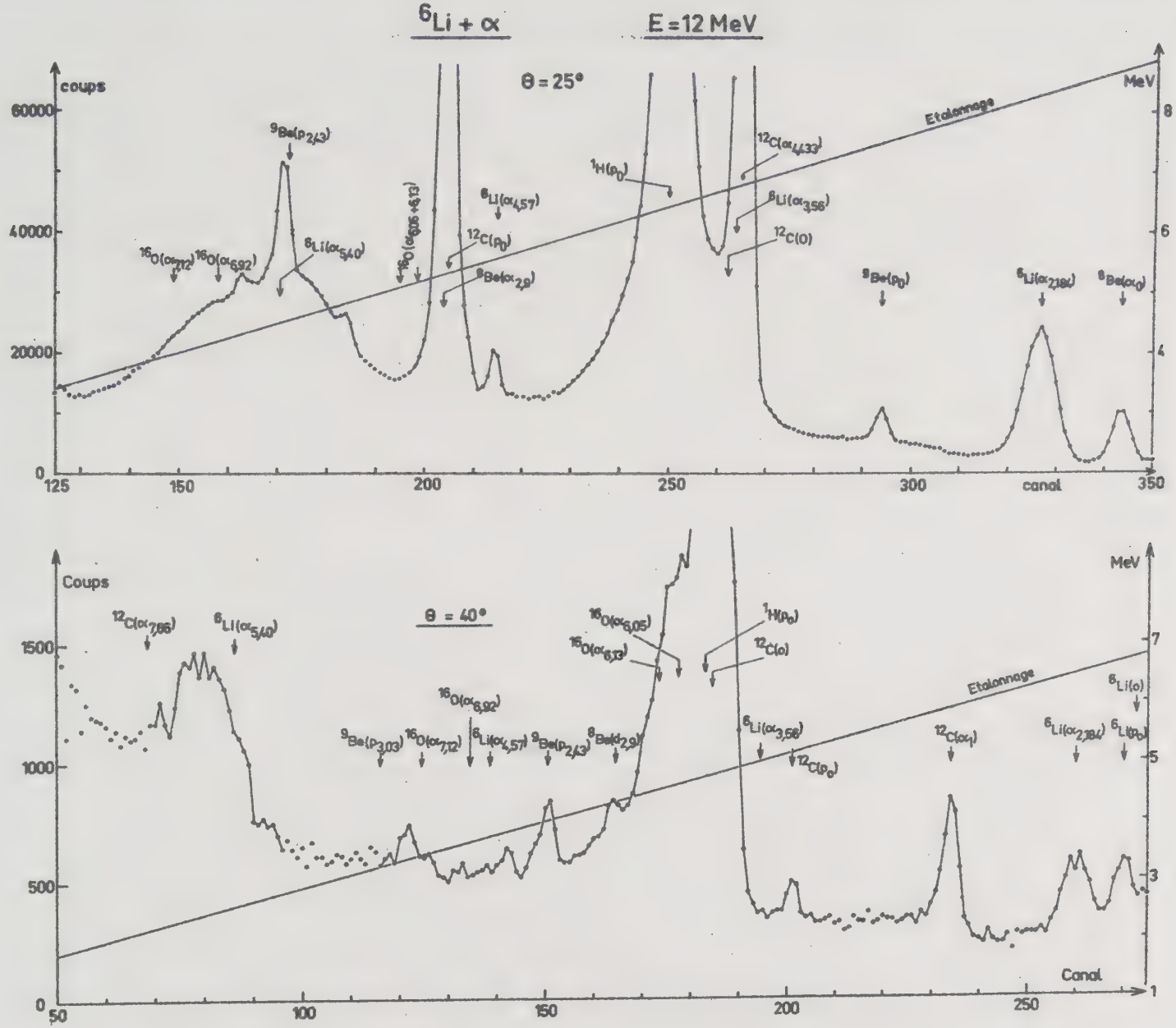


Fig. 13

Spectre de la réaction $^{6}Li(\alpha,\alpha')^{6}Li$

L'énergie qui correspondrait à des particules α pour le niveau de 3,56 MeV est indiquée par une flèche, mais sur aucun spectre nous n'avons trouvé de pic à cet endroit, ce qui confirme ce que l'on sait du spin isobarique de ce niveau. Le fondqui augmente à partir des pics $^{6}Li(\alpha,\alpha_1)^{6}Li$ et $^{6}Li(\alpha,d_0)^{8}Be$, ajouté aux nombreuses réactions compétitives (en particulier les pics larges et intenses des reculs de la diffusion élastique) qui peuvent avoir lieu dans cette région, rend très difficile la discrimination des particules α correspondant à une énergie d'excitation supérieure à 4 MeV dans ^{6}Li. Des flèches indiquent l'emplacement éventuel des particules α pour 4,50 et 5,40 MeV d'excitation dans le lithium 6. Rien ne se détache d'un fond pratiquement plat en ce qui concerne la première énergie d'excitation sur les spectres à 20° et à 17,5°. Pour la deuxième énergie d'excitation nous ne pouvons rien dire étant donné la difficulté que nous avons à trouver une configuration expérimentale pour laquelle les particules α aient suffisamment d'énergie et soient bien séparées des particules provenant de réactions compétitives.

- $^{9}Be(p,\alpha)^{6}Li$

Pour cette étude, l'énergie incidente est de 6 MeV ; les angles de 30° et 40°. La cible est constituée par du béryllium 9 à 99,5 % sur support de formvar, les impuretés contenues dans le béryllium sont essentiellement des halogènes. Les figures (14a et 14b) présentent les spectres obtenus avec une jonction RCA de 600 µ de profondeur et de 2,1µ de fenêtre

d'entrée, ce qui entraîne des droites d'étalonnage différentes pour les protons et les particules α.

Sur ces spectres, que nous donnons avec beaucoup de réserve, les protons des diffusions inélastiques sur ^{9}Be et ^{12}C sont bien visibles. Le pic mince (canaux 244 et 241) est dû à une contamination de silicium.

Les pics de particules α correspondant aux états de 2,184 et 3,560 de ^{6}Li sont en partie cachés par les pics voisins. Nous avons indiqué l'emplacement des particules α qui correspondraient à 4,50 MeV d'excitation de ^{6}Li. Le voisinage de deux bosses larges et le fond important à cet endroit ne nous permettent pas de conclure.

La bosse large vers les canaux 115 et 90 respectivement pourrait être la même que celle trouvée par $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li^{*}$ (5,40).

En résumé, limitée par les énergies incidentes dont nous disposions, cette étude supplémentaire ne nous conduit à rien de probant. Aussi avons-nous recherché dans la littérature les résultats rapportés par d'autres auteurs sur ces réactions et celles que nous ne pouvions pas étudier.

β) Autres résultats de la littérature

Dans la littérature on trouve une confusion assez importante et qui ne permet pas des conclusions très claires.

Les réactions menant aux états T = 0 sont (à part la diffusion élastique) les réactions $^{6}Li(d,d')$ et $^{6}Li(\alpha,\alpha')$ que nous avons déjà résumées en introduction (Br57a, Ha60a). G. GREGOIRE et P.C. MACQ (Gr64) ont étudié la diffusion inélastique à 23,8 MeV avec le cyclotron de Louvain. Ils déclarent avoir trouvé le niveau de 4,52 MeV mais ne donnent pas

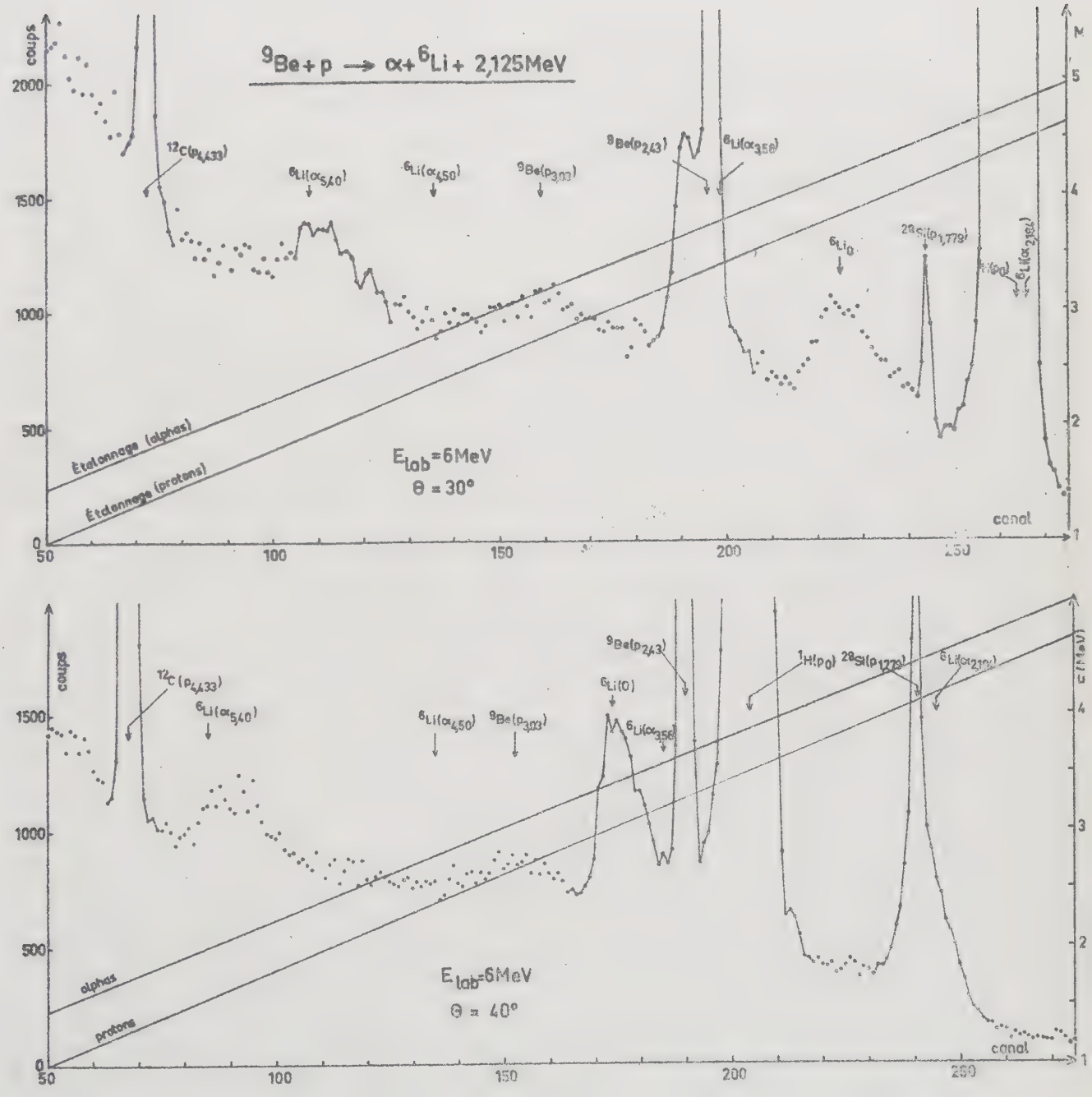


Fig. 14

Spectres de la réaction $^{9}Be(p,\alpha)^{6}Li$

les pics correspondants. Signalons d'ailleurs que les continuums sont encore plus gênants à haute énergie où on commence à exciter les niveaux du fond continu. Il est facile même en faisant des coïncidences de faire des confusions et dans le cas de ce travail, les spectres directs seuls ont été étudiés.

Dans une expérience de faible résolution $^{6}Li(p,p')^{6}Li^{*}$ à 187 MeV D.HASSELGREN, P.U.RENBERG, O.SUNDBERG et G.TIBELL (Ha65) trouvent un groupe très large non résolu entre 2 et 6 MeV dont le maximum est à 4,5 à 15°. Bien que les groupes ne soient pas séparés, les auteurs donnent tout de même les distributions angulaires. MANI et DIX (MD 68) trouvent des niveaux à 3,49 4,09 4,45 et 5,28 MeV, résultats assez étonnants puisque ces auteurs voient deux niveaux entre 3,6 et 5 MeV. Ces résultats sont d'ailleurs en contradiction avec les résultats de l'étude de MANI et TARRATTS de la diffusion élastique d + α publiée en même temps (M T68).

Aucun des auteurs précédents ne semble avoir étudié les continuums de particules encore que l'énergie assez élevée de MANI et DIX (MD68) (50 MeV) favorise une certaine transparence du noyau par le proton incident, ce qui lui confère une énergie relativement élevée et une faible excitation au recul.

Les réactions $^{6}Li(n,n')^{6}Li^{*}$ (Bo65g) donnent un certain nombre de pics dont l'un est attribué au niveau de 4,52 MeV par les auteurs mais la flèche indiquant la valeur de 4,52 MeV est décalée par rapport au sommet du pic, de sorte que l'excitation paraît avoir lieu à 4,3 MeV.

La flèche indiquant un niveau à 5,35 MeV est décalée par rapport au sommet du pic correspondant à 5 MeV. Seul le niveau de 5,5 MeV donne un pic bien placé. Une des études les plus dignes d'intérêt est celle de $^{9}Be(p,\alpha)^{6}Li$ (Gr63d) par D.E.GROCE et WHALING. Ils signalent une faible "bosse" du continuum à 4,4 MeV et une beaucoup plus importante à 5,32 MeV. Le niveau à 4,4 MeV (si ce n'est pas un accident du continuum) n'a pas une grande probabilité de formation. Enfin citons l'étude de $^{7}Li(p,d)^{6}Li^{*}$ de L.A.KULL (Ku67) qui ne trouve pas l'état de 4,5 MeV et interprète la réaction parpick-up.

Rappelons qu'en (d,t) non plus, aucun niveau n'apparaît entre 4 et 5 MeV (Ha60a). Nous avons résumé dans les tableaux 2 et 3, les résultats "hétéroclites" tirés de la littérature. Notons tout de même les particularités communes à plusieurs auteurs :

1. L'état entre 4 et 5 MeV n'est signalé en diffusion élastique (même dans celles qui trient le spin isobarique T = 0) qu'à des énergies incidentes supérieures à 14 MeV. Il n'a jamais été signalé en $^{6}Li(d,d')$.

En réaction il n'apparaît qu'une "bosse" très faible à l'endroit intéressé qu'avec $^{9}Be(p,\alpha)^{6}Li$ à 10 MeV dans un cas justement où les fonds continus sont très importants.

Il n'est signalé ni en (p,d) ni en (d,t) ni en ($^{3}He,\alpha$), si l'on excepte l'expérience d'Allen dont nous croyons avoir démontré la non reproductibilité .

Réf.	réaction	E_1 incidente	niveaux observés				Remarques
			2,18	3,56	entre 4 et 5 MeV	entre 5 et 6 MeV	
Br57a	^{6}Li(dd')	14 MeV	2,18	I	rien		S - SM
Ha60a	^{6}Li(dd')	14,8	2,18	I	rien		S - SM
Wa56	^{6}Li(αα')	31,5	2,18	I	4,52		Description peu explicite des résultats
Gr64	^{6}Li(αα')	23,8	2,18	I	4,52		Pas de spectres donnés
Br57a	^{6}Li(pp')	14	2,188	3,56	rien		S - SM
Ha65	^{6}Li(pp')	185	2,2	3,6	bosse large		S - faible résolution
MD68	^{6}Li(pp')	50	2,14	3,49	4,03 4,45	5,28	en contradiction avec d+α par le même auteur (MT68)
Br57a	^{6}Li(pp')	14	2,188	3,560	rien		S - SM
Bo65g	^{6}Li(nn')	14	2,18	3,56	4 MeV	5 et 5,5	Les pics attribués sont décalés
Br57a	^{9}Be(pα)^{6}Li	14	2,188	3,560	rien		S - SM
Gr63d	^{9}Be(pα)^{6}Li	10	2,18	3,55	4,4	5,32	Pas d'étude des continuums sous-jacents

TABLEAU N° 2

Réf.	réaction	E_1 incidente	Niveaux observés				Remarques
			2,18	3,56	entre 4 et 5	entre 5 et 6	
Ku67	$^{7}Li(pd)$	33,6	2,15	3,57	rien	5,38	S - SM
Le55 Ha60a	$^{7}Li(dt)$	14,5	2,188	3,56	rien	5,40	S - DA - SM
Co67	$^{7}Li(^{3}He\alpha)$	0,9 à 12	2,188	3,56	rien	5,34	SM + J
Li63c	$^{7}Li(^{3}He\alpha)$	de 1 à 5	2,179	3,568	rien	5,47	S - SM
Li68a	$^{7}Li(^{3}He\alpha)$	de 1 à 12MeV	2,18	3,56	rien	5,4	J - DA
Li68a	$^{6}Li(\alpha\alpha')$	de 11,5 à 12,5	2,18	I	rien	?	résultats moins certains que Li68a
	$^{9}Be(p\alpha')$	à 6MeV	2,18	3,56	?	existence d'un groupe	

TABLEAU n° 3

I signifie interdit

▨ pas d'étude de la région

S M spectrographe magnétique

S spectres

D A distribution angulaire

2. L'état de 5,4 MeV par contre apparaît quand on dispose d'une énergie suffisante mais son existence n'a pas été contrôlée dans les réactions (α,α') et (d,d') qui l'interdisent si son spin isobarique est égal à 1. Nous n'avons aucun groupe correspondant en (α,α') dans les expériences que nous avons faites mais nous donnons ce résultat sous toutes réserves, à cause de la faible énergie des α correspondants.

D. ETATS ANALOGUES T = 1 FAIBLEMENT EXCITES DE ^{6}He

Etat de 5,4 MeV dans ^{6}Li - Etat de 1,80 MeV dans ^{6}He

L'état que presque tous les auteurs retrouvent dans les réactions conduisant au lithium 6 vers 5,4 MeV d'excitation est très difficile à étudier car il est large et superposé à des continuums dont il est presque impossible d'évaluer la forme car ils sont très nombreux et compris entre des limites qui diffèrent les unes des autres.

Aucun auteur n'a retrouvé l'état de 5,35 MeV de faible largeur qu'ALLEN avait trouvé par $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$. L'état de 5,4 MeV est en général supposé de spin isobarique 0 à cause des résultats de la diffusion résonnante (que nous étudierons ci-dessous). Mais l'état T = 1 analogue de l'état excité de 1,80 MeV dans ^{6}He devrait normalement se trouver à $\simeq$1,80 MeV du niveau de ^{6}Li T = 1 de 3,56 MeV d'excitation, soit à 5,36 MeV d'excitation. L'état de 5,4 MeV a une très grande largeur (600 keV) et un des arguments d'ALLEN pour l'existence d'un niveau mince dans la région était que le

niveau T = 1 ne peut se décomposer en α + d. Or il y a bien d'autres modes de décomposition possibles pour un niveau à 5,4 MeV même si T n'est pas nul. Nous pourrions obtenir $^{5}He + p$ avec un bilan de 0,71 MeV et $^{4}He + p + n$ avec un bilan de 1,66 MeV.

Le niveau T = 1 que nous cherchons doit avoir le même spin et la même parité que le premier état excité de $^{6}He^{*}$. Nous avons réalisé une étude particulière de ce niveau en collaboration avec plusieurs chercheurs de notre équipe (Ma63m, Li66).

On attribue en général le spin 2^{+} au premier état excité de ^{6}He. Cet état peut se désexciter par une transition quadrupolaire électrique sur le niveau fondamental ou par tripartition

$$^{6}He^{*} \longrightarrow {}^{4}He + 2n + 0,831 \text{ MeV}$$

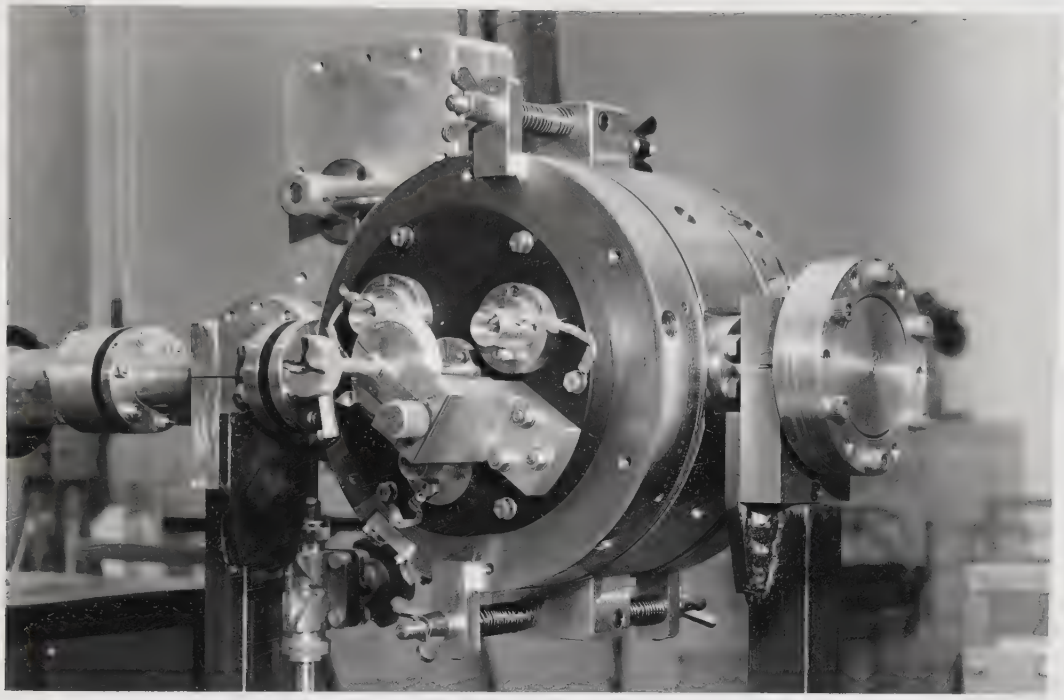
La bipartition est légèrement endothermique

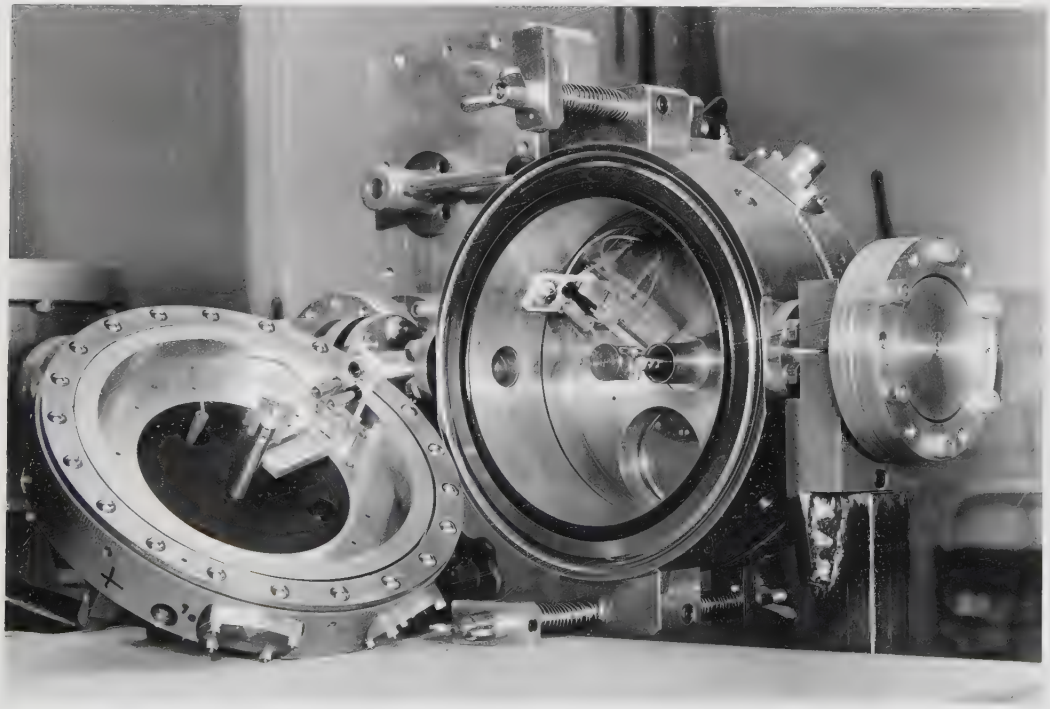
$$^{6}He^{*} \longrightarrow {}^{5}He + n - 0,127 \text{ MeV}$$

mais comme le niveau fondamental de ^{5}He est large on peut obtenir en "frange" la bipartition.

Notre groupe (Ma63m) avait déjà réalisé une expérience préliminaire de faible statistique sur les coïncidences α,γ de $^{7}_{3}Li(t,\alpha)^{6}_{2}He^{*}$ $^{6}_{2}He^{*} \longrightarrow {}^{6}_{2}He + \gamma$ à une énergie incidente de 270 keV.

Le nombre de coïncidences était de l'ordre de grandeur du nombre des fortuites indiquant une très forte probabilité pour la décomposition de ^{6}He en $^{4}He + 2\ n$.





Chambre de réactions pour l'étude de
la réaction $^{7}Li + t \rightarrow \alpha + {}^{6}He^{*}$ (1,79 MeV)

Entre-temps HÜNCHEN et collaborateurs (Hü64) en utilisant la réaction ${}^{3}_{1}H({}^{7}_{3}Li,\alpha){}^{6}_{2}He$ avaient donné pour le rapport $\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_\alpha}$ une limite supérieure de 4.10^{-4} soit $\tau_\gamma > 10^{-17}$ sec.

Nous avons complété par l'étude des coïncidences (α_1- particules) et par celles des coïncidences triples (α_1- ${}^{6}He$-γ) les expériences précédentes.

Dispositif expérimental (photo n° 2)

Nous avons utilisé une cible de ${}^{7}Li$ isotopique sur formvar et un faisceau de tritons de 0,04 µA. Deux jonctions sont placées dans le plan vertical passant par le faisceau à 90° (α_1) et - 62° (${}^{6}_{2}He$ correspondants). Le détecteur gamma (NaI) activé au thallium 4" x 4") est situé à 90° du faisceau incident dans un plan horizontal. Les coïncidences sont envoyées dans un circuit du type Chase qui déclenche l'analyse des signaux dans un analyseur Intertechnique à 4096 canaux. Les jonctions ne différencient pas ${}^{4}He$ de ${}^{6}He$ aux énergies considérées.

La figure (15) montre la très grande complexité des processus séquentiels en compétition qui peuvent intervenir. La courbe continue limite la surface où figurent les configurations correspondantes.

Dans la région qui nous intéresse

X = 30 à 32 X = 5 à 24

Y = 7 à 32 Y = 41 à 44

les processus impliquant les noyaux intermédiaires suivants ${}^{9}Be$ ${}^{8}Be$ ${}^{5}He$ ne peuvent figurer.

La figure 16a montre le spectre obtenu à -62,2°, en coïncidence avec le détecteur placé à 90°.

La figure 16b indique un spectre de particules α coïncidant avec α_1 donc provenant du premier état excité de ^6He. On voit clairement les limites de la tripartition, celles de la bipartition et la position éventuelle des reculs $^6He_1$.

Comme on le voit le pourcentage de tripartition par rapport à la bipartition est compris très grossièrement entre 30% et 100 %.

En mettant les trois détecteurs en coïncidence avec un seuil à 1,3 MeV sur la voie γ, les impulsions de coïncidence obtenues déclenchent l'analyse bidimensionnelle des impulsions délivrées par les deux détecteurs de particules. On obtient deux coïncidences dans la région étudiée alors que le calcul des fortuites nous donne une moyenne de cinq coïncidences fortuites pour une durée d'expérience de 35 heures.

Le taux de coïncidences vraies est donc de

$$2 - 5 \pm \sqrt{5 + 2} \sim - 3 \pm 2,7 \text{ soit } 0$$

Etant donné la valeur très faible du taux de comptage on a statistiquement une chance encore très appréciable d'avoir une coïncidence vraie sur les deux coïncidences obtenues.

Probabilité qu'il y ait 0 coïncidence vraie	Probabilité qu'il y en ait une	Probabilité qu'il y en ait deux
∿ 0,8	entre 0,15 et 0,20	< 0,05

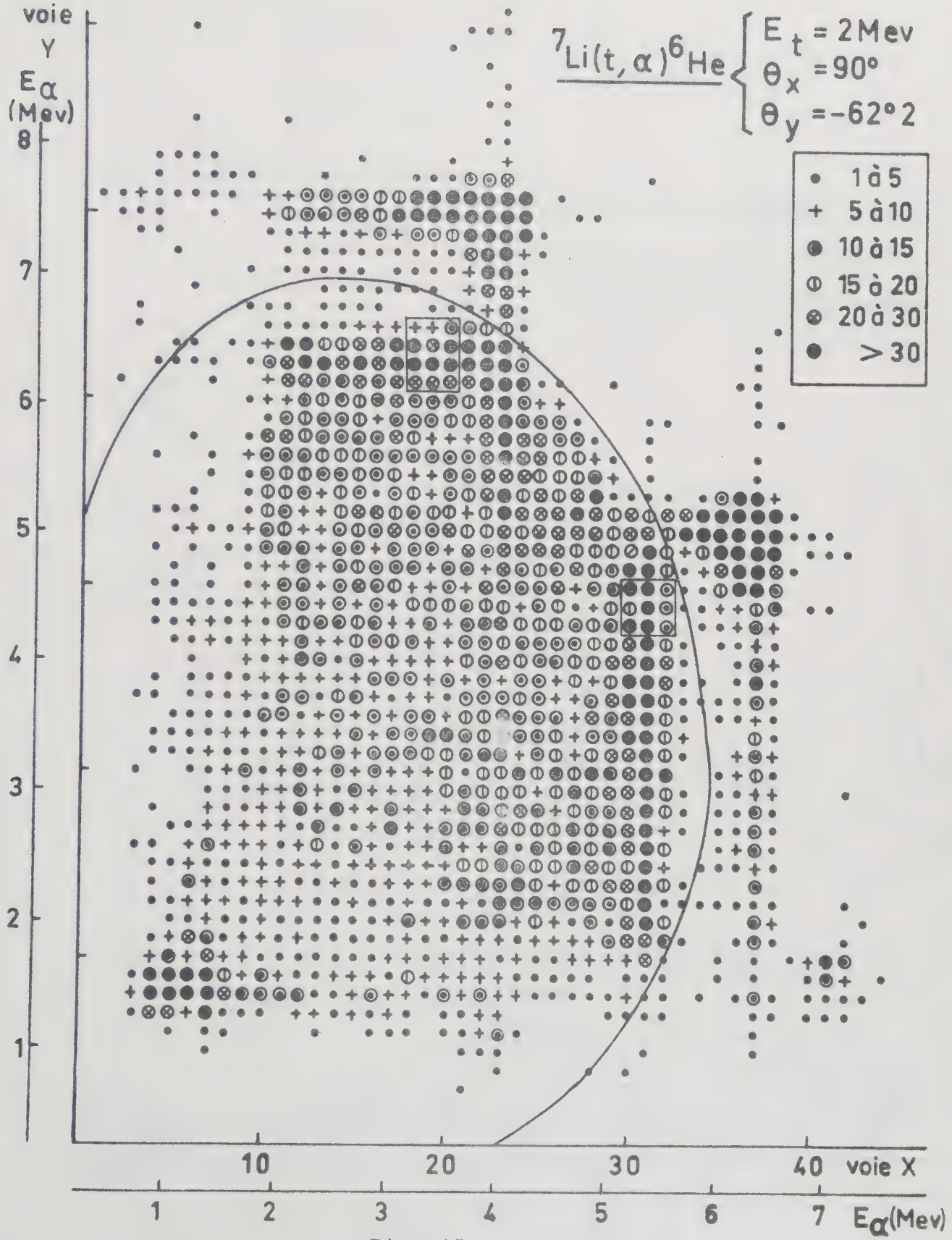


Fig. 15

Spectre obtenu par l'analyse biparamétrique des coïncidences (α- particules) de la réaction $^{7}Li(t,\alpha)^{6}He$.

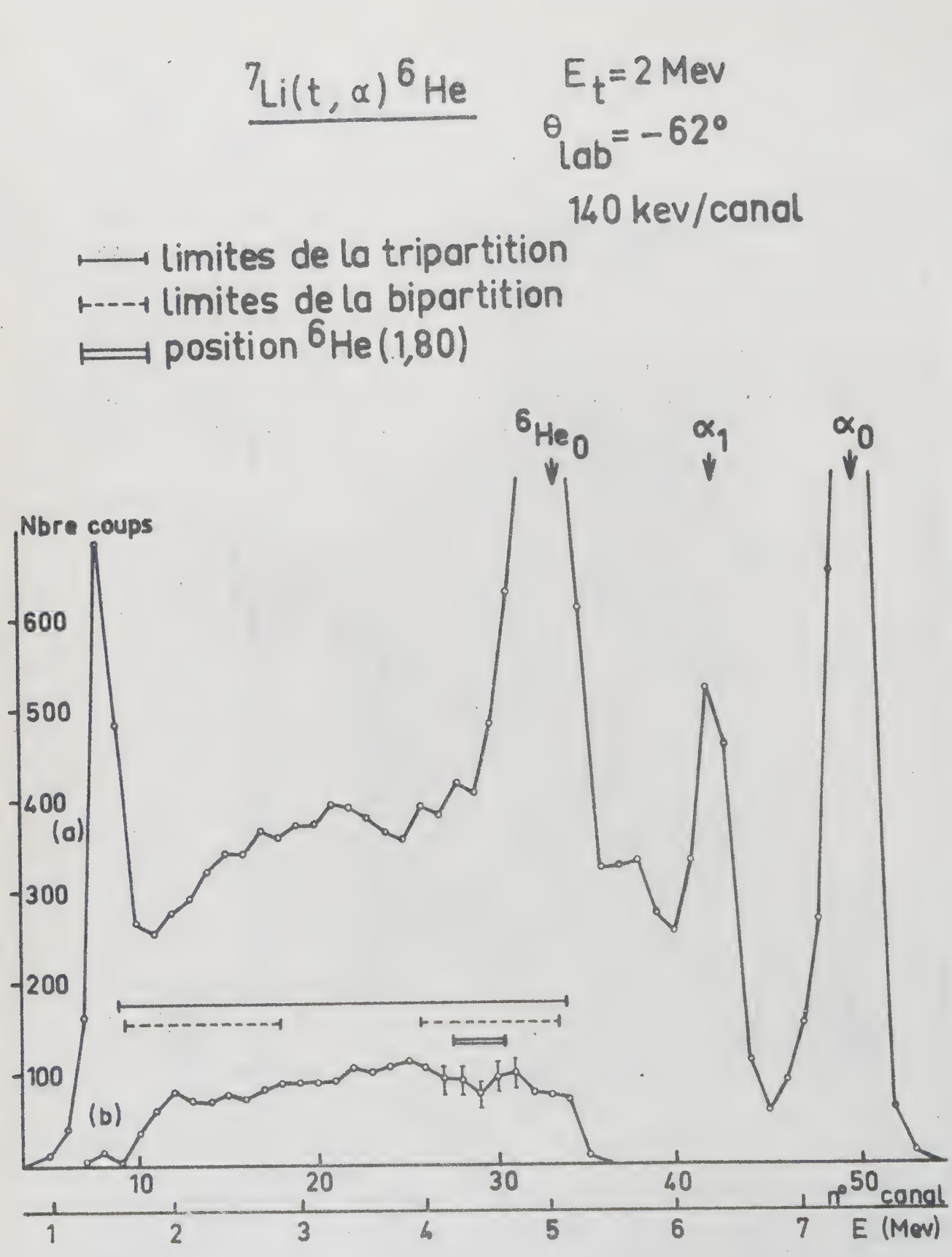


Fig. 16

Projection en Y de la fig. 1

5 % étant la limite de probabilité généralement admise nous dirons qu'il peut y avoir au plus une coïncidence vraie sur les deux mesurées quand on attend 5 coïncidences fortuites.

La largeur du niveau est de 113 keV. Ceci correspond à une vie moyenne de 2.10^{-21} sec. pour le ou les processus de décomposition en α. On détermine avec le taux de coïncidences vraies la limite supérieure de Γ_γ

$$\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_\alpha} \leq 2.10^{-6} \quad \text{soit} \quad \tau_\gamma \geq 10^{-15} \text{sec.}$$

La valeur de WEISSKOPF nous donnerait pour un E2 de 1,80 MeV une vie moyenne de l'ordre de 10^{-11} sec. Il est donc clair que la transition γ est très fortement empêchée au profit de la décomposition en particules.

Ce résultat est tout à fait normal si on admet pour ^{6}He la configuration d'un coeur et de deux neutrons "extérieurs". Dans ce cas la transition électrique quadripolaire E2 est retardée par l'absence de charge des nucléons extérieurs. Cette structure est d'ailleurs confirmée par l'étude de l'hypéron $^7_\Lambda He^*$

1) Le Λ rend le premier état excité de ^{6}He stable par rapport à l'émission de neutrons.

2) L'émission quadripolaire est favorisée par une déformation du coeur

et cependant même dans ce cas bien plus favorable, on observe deux "bosses" dans la répartition des reculs lourds indiquant l'existence de l'état isomérique $^7_\Lambda He^*$ de vie longue, stable par rapport à l'émission γ. (Ra64)

En résumé l'état T = 1 excité de ^{6}He semble très bien représenté par la configuration d'un coeur et de deux nucléons extérieurs de spins antiparallèles.

La seule différence avec l'état fondamental semble provenir de la valeur du moment orbital relatif total des deux nucléons extérieurs. Dans le cas du niveau fondamental, il est égal à 0 et dans le cas du niveau excité, il est égal à 2.

Excepté aux très basses énergies, les deux états sont d'ailleurs excités de la même manière, et même celui de 1,80 MeV l'est plus favorablement, par la réaction $^{7}Li + t \longrightarrow \alpha + {}^{6}He$. On ne voit donc aucune raison pour que l'état analogue de ^{6}Li ne soit pas excité par $^{7}Li + {}^{3}He \rightarrow \alpha + {}^{6}Li$. On ne peut pas invoquer de raisons énergétiques, car le bilan de la deuxième réaction est plus élevé que celui de la première.

L'état recherché doit donc se trouver dans la région de 5,35 MeV. Il est selon toute vraisemblance large puisqu'il ne se détache dans aucune expérience de la "bosse" de 5,4 MeV.

En résumé aucun argument ne s'oppose à la correspondance de l'état trouvé à 5,4 MeV dans ^{6}Li avec le premier état excité à 1,80 MeV de ^{6}He. Nous n'avons pas discuté l'état T = 1 à 3,56 MeV dont l'existence est certaine.

Mais en ce qui concerne les états T = 0, la situation est bien plus obscure. Comme nous l'avons dit au début de ce travail c'est l'étude faite par ALLEN (Al60) sur $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$ et l'étude de la diffusion résonnante $^{4}He + d$

par GALONSKY et collaborateurs [Ga54] qui ont établi la position de ces niveaux.

Nous avons discuté longuement le premier cas et infirmé ses résultats expérimentaux.

Nous allons maintenant étudier la diffusion résonnante qui sélectionne les états T = 0.

C H A P I T R E II

SPECTROSCOPIE DE ^{6}Li PAR DIFFUSION RESONNANTE

2) SPECTROSCOPIE DE ^{6}Li PAR DIFFUSION RESONNANTE

La diffusion élastique d + ^{4}He peut se produire par différents processus.

- La diffusion coulombienne où les seules forces qui interviennent sont les forces électromagnétiques.

- la diffusion potentielle ou diffusion sur une sphère dure.

- Le passage par le noyau composé ^{6}Li, passage qui se fait préférentiellement par les états quasistationnaires de ^{6}Li. C'est la diffusion résonnante.

- Un processus direct éventuel où la particule α et le deutéron échangeraient un sous-groupe, par exemple un neutron.

A. REGLES DE SELECTION DE LA DIFFUSION ELASTIQUE d + ^{4}He

Règle concernant le spin isobarique

Le deutéron dans son état fondamental (triplet de spin) et l'hélium 4 dont le spin total est nul ont chacun un spin isobarique nul. Les états de ^{6}Li que l'on obtient par diffusion résonnante α-d sont donc systématiquement des états T = 0 si on admet que le spin isobarique est un bon nombre quantique.
Une impureté de spin isobarique dans certaines régions d'excitation conduirait à des états T = 1 en partant d'états T = 0.

Règle concernant le moment orbital des ondes incidentes

Le deutéron a un spin total J = 1 et la particule α J = 0

Pour obtenir un état de spin $J = 3^+$ il faut $\ell_{inc} = 2$ ou 4
$J = 2^+$ il faut $\ell_{inc} = 2$
$J = 1^+$ $\ell_{inc} = 0$ ou

On ne peut pas obtenir $J = 0^+$ à cause du spin total du deutéron ($\ell = 1$ donnerait 0^-).
Examinons maintenant la possibilité d'obtenir

$J = 3^-$ il faut $\ell = 3$
$J = 2^-$ il faut $\ell = 1$ ou 3
$J = 1^-$ il faut $\ell = 1$
$J = 0^-$ il faut $\ell = 1$

Modèle du coeur α non déformé et couplage L S

Si nous admettons que le ^{6}Li dans ses états T = 0 est formé d'un coeur α, d'un neutron et d'un proton dont les spins sont parallèles, on voit que dans la réaction d + ^{4}He la configuration de couplage des spins des deux nucléons du deutéron ne change pas si on admet que la particule α centrale constitue le coeur.

Quelles sont les possibilités de configuration dans le cas où le L relatif des deux nucléons par rapport au coeur est donné ? Notons que ce L relatif est égal au moment orbital incident.

L = 0 nous obtiendrons l'état 1^+

L = 1 nous obtiendrons les états 0^- 1^- 2^-

L = 2 nous obtiendrons les états 3^+ S ↑ L ↑

2^+ S ↑ $\underset{\rightarrow}{L}$

1^+ S ↑ ↓L

L = 3 nous avons des états de parité impaire.

On voit donc que dans une analyse permettant de sélectionner les spins T = 0 on va séparer les états en deux groupes, ceux de parité paire et ceux de parité impaire simplement par la valeur de ℓ inc.

D'autre part on peut admettre que l'état $(\vec{S},\vec{L})$ est d'autant plus lié que $\vec{L}$ est parallèle à $\vec{S}$; on devrait donc rencontrer la suite 3^+ 2^+ 1^+ quand l'énergie d'excitation augmente.

B. ETUDES ANTERIEURES

Les études antérieures des diffusions ^{4}He+d ont toutes été interprétées par la théorie de la matrice R. Avant d'en détailler les résultats il faut cependant en donner deux conclusions constantes admises actuellement par tous.

1) Il y a très peu d'intervention des ondes p ℓ = L = 1 à basse énergie et ceci sur tout le domaine qui nous intéresse.

2) Il y a très peu de contribution résonnante des ondes s L = 0 correspondant d'ailleurs à la configuration de l'état fonda-

mental (état le plus lié) qu'on ne peut atteindre par d + ^{4}He.

3) Il y a de fortes contributions des ondes $\ell = 2$ c'est-à-dire des ondes d.

a) Théorie de la matrice R

Dans cette théorie on suppose que les deux particules qui vont se former dans la réaction à partir du noyau composé ont une fonction d'onde qui répond à une condition aux limites très précise pour une valeur précise du rayon. Le rayon et la condition aux limites peuvent varier pour différentes voies de sortie mais sont donnés pour une voie.

Pour décrire les états possibles des variables à la surface du noyau on définit une fonction d'onde de surface :

$$f_c = r_c^{-1} \psi_\alpha \sum_{m_\ell=-\ell}^{\ell} \sum_{m_s=-s}^{s} (\ell s\, m_\ell\, m_s \,/\, \ell s\, J\, m_j) i^\ell Y_{\ell m} \chi^{s,m}$$

ψ_α est la fonction d'onde interne des deux produits de la réaction, $i^\ell Y_{\ell m}$ décrit les coordonnées angulaires de la paire et $\chi^{s,m}$ leur état de spin. $(\ell s\, m_\ell\, m_s / \ell s\, J m_j)$ est un coefficient de Clebsch-Gordan.

Ψ_c est normalisé

$$\int_S \Psi_c^* \Psi_{c'} \, dS = \delta_{cc'}$$

Les états stationnaires X_λ^{mJ}, par lesquels on va exprimer la fonction d'onde générale Φ sont définis par une condition aux limites à la surface

$$(\overrightarrow{\nabla X_\lambda^{mJ}})_n + b_c X_\lambda^{mJ} = 0$$

Cette condition entraîne que les $X_\lambda^{m_J}$ forment un ensemble complet orthonormé. b_c est différent pour chaque voie mais on suppose en général que b_c et le rayon pour la voie a_c ne varient pas en fonction de m_J si J est donné. Les états $X_\lambda^{m_J}$ sont alors dégénérés pour un λ donné et se différencient les uns des autres simplement par $e^{im_J\varphi}$.

On exprime Φ en fonction des $X_\lambda^{m_J}$ et on applique le théorème de Green, ce qui nous donne une relation entre $(\widetilde{\nabla\Phi})_n$ et Φ à la surface.

La valeur de Φ appropriée à la voie c, Φ_c, est alors donnée par

$$\Phi_c = \sum_{c'} R_{cc'}\{\Phi'_{c'} + b_{c'}\Phi_{c'}\}$$

où $$R_{cc'} = \sum_\lambda \frac{\gamma_{\lambda c}\,\gamma_{\lambda c'}}{E_\lambda - E}$$

et $$\gamma_{\lambda c} = \left(\frac{\hbar^2}{2m_c}\right)^{1/2} \int \varphi_c^* X_\lambda^{m_J}\, dS$$

φ_c étant la fonction d'onde de surface correspondant à la voie c.

$R_{cc'}$ est la matrice R. Ses rangées et colonnes se rapportent aux différents canaux. $\gamma_{\lambda c}$ est la racine carrée de la largeur réduite du canal c et du niveau λ — E_λ est l'énergie de l'état stationnaire $X_\lambda^{m_J}$.

On voit que $\gamma_{\lambda c}$ et E_λ sont des nombres qui ne dépendent pas de E mais de b_c ; $\gamma_{\lambda c}$ est indépendant de m_J.

D'autre part on sait que l'onde incidente de moment orbital ℓ est

$$I_\ell = (G_\ell - iF_\ell) \exp i\delta_c$$

et l'onde sortante

$$O_\ell = (G_\ell + iF_\ell) \exp -i\delta_c$$

où δ_c est le déphasage de Coulomb avec la normalisation

$$F'_\ell G_\ell - G'_\ell F_\ell = k_c \qquad F'_\ell = \frac{\partial F_\ell}{\partial r_c}$$

Aux grandes distances :

$$I_\ell^* = O_\ell \simeq \exp i\,(k_c r_c - \frac{1}{2}\ell_c\pi - \eta_c \log 2k_c r_c)$$

où $\eta_c = \dfrac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar\, v_c}$ dépend des charges Z_1 et Z_2 de la paire et de leur vitesse relative v_c.

Si r est suffisamment grand $\delta_c \to 0$ et $\eta_c \to 0$.

Une onde incidente de flux unité dans le canal c sera

$$\mathcal{J}_c = \varphi_c I_c v_c^{-\frac{1}{2}}$$

et sortante

$$\mathcal{O}_c = \varphi_c O_c v_c^{-\frac{1}{2}}$$

On pourra exprimer Φ en fonction de ces ondes

$$\Phi = \sum_c \{A_c \mathcal{J}_c - B_c \mathcal{O}_c\}$$

avec $B_c = \sum_{c'} U_{cc'} A_{c'}$, U étant la matrice de collision.

On peut alors exprimer U en fonction de la matrice R.

Les calculs se simplifient beaucoup si on fait l'approximation à un niveau. On suppose que chaque terme de la matrice R peut être approché par un seul des termes de la somme :

$$R_{cc'} \simeq R^{A}_{cc'} = \frac{\gamma_{\lambda c}\gamma_{\lambda c'}}{E_\lambda - E} \quad \text{où } \lambda \text{ est la résonance que l'on étudie.}$$

U_ℓ est proportionnel à $e^{i\delta_\ell}$

$$\text{avec} \quad \delta_\ell = \text{Arc tg}\left(\frac{\frac{1}{2}\Gamma_{\lambda\ell}}{E_{\lambda\ell}+\Delta_{\lambda\ell}-E}\right)_{r_c = a_c} - \phi_\ell$$

où ϕ_ℓ est le déphasage obtenu par simple diffusion sur potentiel

$$\phi_\ell = \text{Arc tg}\left(\frac{F_\ell}{G_\ell}\right)_{r_c = a_c}$$

On voit que lorsque $E = E_{\lambda\ell} + \Delta_{\lambda\ell}$ le déphasage varie de π en passant par $\frac{\pi}{2}$

$$\Gamma_{\lambda\ell} = \frac{2ka}{(F_\ell^2 + G_\ell^2)}\,\gamma_{\lambda\ell}^2$$

$$\Delta_{\lambda\ell} \quad \gamma_{\lambda\ell}^2 (B_\ell - S_\ell) \qquad \text{avec} \quad S_\ell = \left[\frac{d\left(\text{Ln}\,(F_\ell^2 + G_\ell^2)^{\frac{1}{2}}\right)}{d(\text{Ln}\ ka)}\right]_{r=a}$$

B_ℓ dépend de la condition aux limites choisie.

S'il faut faire intervenir les niveaux lointains

$$\delta_\ell = \text{Arc tg} \frac{\frac{1}{2}\Gamma'_{\lambda\ell}}{E_{\lambda\ell}+\Delta'_{\lambda\ell}-E} - \phi'_\ell$$

où ϕ'_ℓ est modifié mais aussi $\Gamma'_{\lambda\ell}$ et $\Delta'_{\lambda\ell}$. On voit que les niveaux lointains n'interviendront pas seulement comme si on avait une simple diffusion sur potentiel supplémentaire. Dans le cas qui nous intéresse on se place dans le cas suivant :

a) on choisit $B_\ell = -\ell$ en général

MAC INTYRE et HAEBERLI (Mc67) ont choisi cependant deux conditions limites différentes dans l'étude d + ^{4}He et les ont comparées. Dans le premier cas ils prennent $B_\ell = -\ell$ et dans le deuxième $B_\ell = \rho \frac{G'_\ell}{G_\ell}$ où ρ est un des arguments de la fonction irrégulière G. Dans le premier cas en effet on prend au-dessous du seuil du canal comme approximation $\Delta_{\lambda\ell} = 0$, ce qui provoque une discontinuité sur $\Delta_{\lambda\ell}$ au passage du seuil.

Dans le deuxième cas il y a un autre inconvénient. Il y a en effet divergence de $\Delta_{\lambda\ell}$ quand la diffusion sur potentiel présente un déphasage qui passe par 90°

b) on fait une approximation sur la contribution des autres niveaux (soit faible, soit diagonale).

c) on développe Δ_λ en série de Taylor dont on ne retient que le premier terme.

Insistons sur deux points dans le cas du lithium 6.

- Il faut considérer un déphasage complexe lorsque les voies de proton ou neutron sont énergétiquement possibles.
- Les approximations sont d'autant moins valables que le niveau considéré est large.

- Il faut connaître E_r pour déterminer E_λ c'est-à-dire qu'il faudra trouver un accord entre les résultats expérimentaux.

On définit l'élément de la matrice de transition

$$T_{\alpha' s' \ell', \alpha s \ell} = \delta_{\alpha' s' \ell', \alpha s \ell} - U^J_{\alpha' s' \ell'; \alpha s \ell}$$

α : caractérise le type de fragmentation
s : est le spin de la voie
ℓ : est le moment angulaire relatif
J : est le spin total $\vec{J} = \vec{s} + \vec{\ell}$

la section efficace différentielle se développe en trois termes (La58).

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_1$: un terme résonnant et de diffusion sur potentiel

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_2$: terme coulombien

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_3$: terme d'interférence : coulombien/résonnant + diffusion sur potentiel.

Dans le cas où on n'observe pas la polarisation des particules, ces termes prennent la forme :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_1 = \frac{1}{k_\alpha^2} \sum_L D_L P_L(\cos\theta)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_2 = \frac{\eta^2_{\alpha'}}{4 k^2_\alpha \sin^4\left(\frac{\theta_{\alpha'}}{2}\right)} \delta_{\alpha\alpha'}$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_3 = \frac{\sqrt{\pi}}{2k_\alpha^2}\,\nu_{\alpha\alpha'}\sum_{J,\ell}\frac{2J+1}{(2I_1+1)(2I_2+1)}\times --$$

$$--2R\left\{i\,T^{J}_{\alpha' s'\ell',\alpha s\ell}\;C^{\times}_{\alpha'}(\theta_{\alpha'})\,P_\ell(\cos\theta_{\alpha'})\,e^{i(\omega_{\alpha'}\ell+\omega_\alpha\ell)}\right\}$$

Comme nous nous servirons des mêmes fonctions en matrice S précisons-les maintenant :

$$D_L = \frac{1}{(2I_1+1)(2I_2+1)}\cdot\frac{1}{4}\cdot(-1)^{s-s'}\times ---$$

$$--- \sum_{\substack{J_1J_2\ell_1\ell_2\\ \ell'_1\ell'_2}} Z(\ell_1J_1\ell_2J_2,sL)\times Z(\ell'_1J_1\ell'_2J_2,s'L)\times ----$$

$$---\exp\left[i(\omega_{\alpha'\ell'_1}+\omega_{\alpha\ell_1}-\omega_{\alpha'\ell'_2}-\omega_{\alpha\ell_2})\right]\times ---$$

$$----T^{J_1}_{\alpha's'\ell'_1,\alpha s\ell_1}\cdot T^{J_2}_{\alpha's'\ell'_2,\alpha s\ell_2}\times$$

η_α est le paramètre de Coulomb

$$\eta_\alpha = \frac{Z_1Z_2e^2M}{\hbar^2k_\alpha}$$

$\omega_{\alpha\ell}$ est le déphasage de Coulomb pour l'onde ℓ :

$$\omega_{\alpha\ell} = \sum_{\mu=1}^{\ell} \operatorname{arctg}\left(\frac{\eta_\alpha}{\mu}\right)$$

$C_{\alpha'}(\theta_{\alpha'})$, l'amplitude de diffusion coulombienne, est définie par

$$C_{\alpha'}(\theta_{\alpha'}) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{\eta_{\alpha'}}{\sin^2 \frac{\theta_{\alpha'}}{2}} e^{-2i\eta_{\alpha'} \operatorname{Ln} \sin\left(\frac{\theta_{\alpha'}}{2}\right)}$$

$P_\ell(\cos\theta_{\alpha'})$ est le polynôme de Legendre d'ordre ℓ.

Le coefficient de couplage des moments angulaires $Z(\ell_1 J_1 \ell_2 J_2, s\ L)$ s'exprime en fonction d'un coefficient de Clebsch Gordan $(\ell_1 0 \ell_2 0 | L\ 0)$ et d'un coefficient de Racah $W(\ell_1 J_1 \ell_2 J_2, s\ L)$:

$$Z(\ell_1 J_1 \ell_2 J_2, s\ L) = (2\ell_1 + 1)^{1/2} (2\ell_2 + 1)^{1/2} (2J_1 + 1)^{1/2} \times$$

$$\times (2J_2 + 1)^{1/2} . (\ell_1 0 \ell_2 0 | L\ 0)\ W(\ell_1 J_1 \ell_2 J_2, s\ L).$$

b) Bibliographie des travaux sur la diffusion élastique interprétés par la théorie de la matrice R

α) Mesures et interprétation de A. GALONSKY, R.A.DOUGLAS et H.T. RICHARDS (Ga55)

Les mesures ont été faites de 0,28 à 4,62 MeV. Les auteurs ont trouvé une résonance très claire à 1,070 MeV qui correspond à une excitation dans ^{6}Li de 2,187 MeV. Il n'y a aucune anomalie dans la région du niveau T = 1 à 3,56 MeV. Il existe, à partir de 3 MeV et jusqu'à l'énergie maximum des mesures, une large anomalie. Cette anomalie, si l'on mesure les énergies des deutérons incidents dans le système du centre de gravité, va donc de 2 MeV à 3,08 MeV et correspond à une excitation de ^{6}Li de 3,47 MeV à 4,47 MeV.

La pureté du spin isobarique n'est pas établie par cette expérience car le niveau 0^+ T = 1 à 3,56 MeV est interdit à cause de sa parité (en effet on ne pourrait obtenir le spin 0 qu'avec des ondes p et dans ce cas le niveau serait 0^-).

Les courbes expérimentales de distribution angulaire sont données à partir de 90° jusqu'à 175°.

La section efficace de diffusion élastique pour des particules de spin 1 par des particules de spin zéro est

$$9k^2 \frac{d\sigma}{d\Omega} = 2|A|^2 + |B|^2 + \sin^2\theta\{|C|^2 + |D|^2\} + \sin^4\theta\{|E|^2\}$$

A et B dépendent de P_ℓ, C D de P'_ℓ et E de P''_ℓ, P_ℓ étant un polynôme de Legendre, P'_ℓ, P''_ℓ ses dérivées successives.

Le déphasage d'onde P est très faible et, contraire-

ment à ce qu'on attend, est positif. Les calculs sont faits en le supposant nul.

Le déphasage d'onde S correspond à une diffusion sur sphère dure mais peut être produit par une contribution de l'état fondamental lié en plus de la diffusion sur potentiel.

En extrapolant vers les plus hautes énergies l'effet du niveau à 2,18 MeV (3^+) et la diffusion sur potentiel ajoutée à la diffusion Rutherford on trouve une section efficace plus forte que celle observée à 90°, ce qui implique encore l'existence dans la région d'un état de parité positive. Comme $\ell < 4$ il reste $\ell = 0$ et $\ell = 2$ qui nous conduisent à des états 1^+ 2^+ 3^+ . Un niveau 1^+ ne peut rendre compte de la section efficace aux grands angles à 4,62 MeV. Un niveau 2^+ et un niveau 3^+ seuls ne peuvent rendre compte des données à 90°. Si on ajoute à l'un des niveaux précités un niveau supplémentaire on voit que tout niveau supplémentaire doit être capable de déformer la section efficace sur au moins 0,5 MeV. Ceci encore exclut $\ell \geq 4$. Il y a alors 36 combinaisons deux à deux possibles. Toutes les combinaisons sont étudiées et on trouve que la seule combinaison possible est (2^+, 1^+).

On n'a que le commencement de la résonance 1^+ aux énergies de deutérons utilisables dans l'expérience.
A 4,3 MeV $\delta_2^1 = 18,4°$. On a une grande latitude de choix dans γ_λ^2 et E_λ . La valeur de E_λ pour un γ_λ^2 donné est déterminée par le fait que le déphasage à 4,3 MeV doit être de 18°,4.

Le déphasage δ_2^2 passe à 90° pour E_λ étant égal à 7,05

" δ_1^1 " à 90° pour $4,9 < Ex < 5,8$ E_λ étant compris entre 5,5 et 9,7

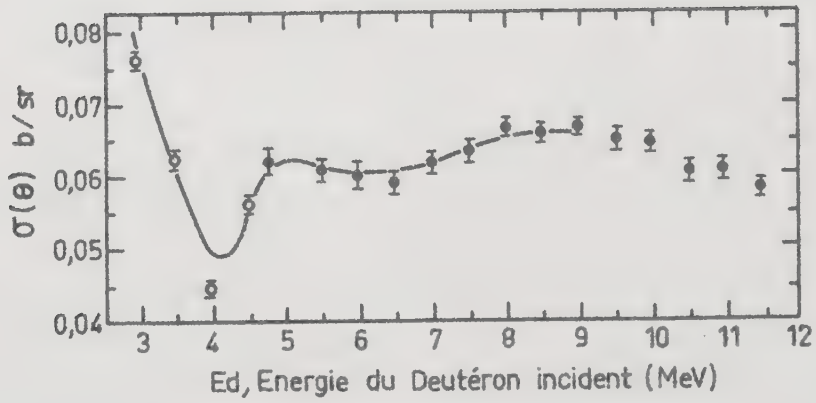
Les auteurs concluent que l'anomalie des déphasages δ_1 doit provenir d'états de parité impaire qui se trouveraient en dehors du domaine étudié.

D'autre part en ce qui concerne la largeur réduite qui mesure le recouvrement de la fonction d'onde interne du noyau composé ^6Li avec la fonction d'onde $\alpha + d$, le fait que les deux largeurs sont les mêmes signifie que le lithium 6 se casse uniquement en $\alpha + d$. Or dans les trois cas des états 3^+ 2^+ 1^+ avec, il est vrai, une incertitude assez grande pour l'état 1^+, les auteurs trouvent que la largeur réduite est sensiblement égale à la largeur totale. Ceci veut dire qu'il n'a pas été tenu compte des processus tels que $^6Li^* \rightarrow {}^4He+n+p$ ou $^6Li^* = {}^5He+p$, processus qui apparaissent aux énergies considérées ou, tout au moins, que les résultats théoriques impliqueraient une faible probabilité de ces processus.

Les auteurs concluent en comparant avec la théorie d'Inglis sur le couplage intermédiaire, théorie qui rend difficilement compte de l'inversion des niveaux 3^+ et 1^+ fondamental pour laquelle on est obligé de faire appel à des corrections.

β) Mesures et interprétation de L.C.SENHOUSE et T.A. TOMBRELLO (Se64)

La même étude a été reprise par L.S. SENHOUSE et T.A. TOMBRELLO (Se64). Des distributions angulaires entre 18° et 156° de la diffusion élastique des deutérons ont été faites tous les 500 keV entre 2,9 et 11,5 MeV. Au-dessous de 4,5 keV les mesures ont été faites avec des particules α incidentes pour éviter les neutrons de contamination.



On obtient les maximums suivants en fonction de l'énergie :

θ	50	60	70	80	90	110	120	130
max	4,45	4,45	4,45	4,7	creux	4,45	4,45	4,45

Le niveau 1^+ n'apparaît pas sur les courbes comme un état résonnant.

On extrait les déphasages. Les résultats finals ne représentent pas le seul ensemble possible de valeurs. Cependant en supposant la continuité, on peut supprimer une certaine ambiguité. δ_2^2 et δ_2^1 passent respectivement à 90° pour 5,1 MeV et 7,9 MeV. Les auteurs prennent E_{2^+}= 5,1 et E_{1^+} = 7,1 (excitation de 4,87 et 6,3 MeV).

Ils introduisent de plus des états de parité négative.

2^- à 6,77 MeV 1^- à 7,8 MeV et 0^- à 9 MeV.

Comme les calculs d'Inglis prévoient des excitations plus fortes pour des niveaux de parité impaire T = 0 mettant en

jeu des nucléons de la couche p, la présence de tels niveaux impliqueraient une autre configuration.

γ) Interprétation de MACINTYRE et W. HAEBERLI (Mc67)

Les calculs de SENHOUSE et TOMBRELLO sont repris par MACINTYRE et W. HAEBERLI sur les mêmes mesures.

A des énergies incidentes au-dessous de 5 MeV une analyse de la diffusion d-α requiert, disent les auteurs, la détermination à chaque énergie de 16 paramètres si on considère $\ell \leq 2$. Dans ces conditions la distribution angulaire représente trop peu d'informations expérimentales et il faut étudier la polarisation. Les mesures ont été faites entre 2 et 10 MeV. Un test en χ^2 englobe à la fois la mesure de σ et la mesure de la polarisation.

Au-dessous du seuil de $^4He(d,p)^5He$ on prend des déphasages réels (on suppose donc que la réaction $^4He(d,pn)^4He$ est très peu importante).

Bien que la recherche ait été faite à chaque énergie de manière indépendante, on veut des déphasages variant doucement avec l'énergie. Le choix des déphasages initiaux a été fait d'après Galonsky et Mac Ellistrem. Les déphasages trouvés aux énergies plus élevées varient doucement avec l'énergie excepté à 4,5 MeV. Les auteurs ont alors éliminé les valeurs trouvées pour 4,5 MeV et ont interpolé les résultats entre ceux obtenus pour $E < 4,5$ MeV et $E > 4,5$ MeV. Les résultats présentent tout de même un accord acceptable avec les données expérimentales.

Bien que les déphasages utilisés reproduisent les expériences assez bien, leur unicité n'est pas certaine. On

peut en effet obtenir des ensembles différents de déphasages.

	4 MeV	5 MeV	7 MeV	8 MeV
$R_e \delta_2^2$	48	74	54	- 81
ou $R_e \delta_2^2$	50	90	120	130

La situation devient plus compliquée au fur et à mesure qu'on augmente l'énergie. Comme nous l'avons vu plus haut, ces auteurs considèrent également deux cas de conditions aux limites différentes. La difficulté sur la condition $B_\ell = \rho \frac{G'_\ell}{G_\ell}$ signalée plus haute est résolue en négligeant le seul cas où on a une divergence sur $\Delta_{\ell\lambda}$, c'est celui de la contribution des ondes s au niveau 1^+. Comme cette contribution est très faible on n'en tient pas compte.

En appuyant le choix des déphasages sur le choix initial de GALONSKY et MAC ELLISTREM et sur la position des niveaux 2^+ et 1^+ à 4,6 et 5,7 MeV, les auteurs choisissent donc un ensemble de déphasages qui les conduit à l'aide des mesures de polarisation à démontrer que les niveaux de parité impaire prédits par TOMBRELLO et SENHOUSE n'existent pas au-dessous de 10 MeV.

δ) Mesures de MANI et TARRATTS (M T68)

MANI et TARRATTS reprennent les mesures de polarisation et de section efficace. Ils trouvent deux possibilités seulement pour les déphasages δ_2^2 et δ_2^1. Dans ces conditions ils donnent le niveau 2^+ à 5,55 MeV et le niveau 1^+ à 7,03 MeV.

Résumons les résultats obtenus par la matrice R :

- l'état de 2,18 MeV apparaît comme certain
- l'anomalie observée à partir de 4 MeV d'excitation et la condition de continuité des déphasages imposent des états D_{2^+} et D_{1^+} , le premier entre 4,5 et 5,5 MeV, le second entre 5,5 et 7 MeV. On peut faire cependant les observations suivantes :

1) Tous les auteurs étudiant d + ^{4}He ont été influencés par la soi-disant observation directe d'un état de ^{6}Li à 4,4 MeV par ALLEN dans ^{7}Li(^{3}He,α), observation absolument infirmée à l'heure actuelle. Cette influence "psychologique" est très importante quand on fait un choix parmi plusieurs séries de déphasages possibles.

2) MAC INTYRE et HAEBERLI n'utilisent pas les observations expérimentales à 4,5 MeV d'énergie incidente alors que c'est justement à cet endroit précis qu'on trouve à tous les angles sauf 90° le maximum qui correspondrait à l'état D_2^+. Les déphasages font un saut brusque dans cette région et on est obligé d'interpoler les résultats obtenus à des énergies voisines pour trouver une courbe de déphasage correcte.

3) L'énergie de résonance E_r n'est pas prise égale à 4,5 MeV (sauf dans le travail de MAC INTYRE) probablement parce que le passage du déphasage δ_2^2 à 90° ne coïncide pas avec E_r. Ce manque de certitude sur E_r entraîne les divergences qu'on peut enregistrer entre les différents auteurs.

4) Enfin on peut critiquer l'application de la théorie de la matrice R au lithium 6. En effet les noyaux légers s'identifient beaucoup plus mal que les noyaux lourds à une "boîte fermée" et on peut se demander ce que signifient pour eux les conditions aux limites.

Dans ces conditions nous avons pensé tenter l'interprétation des réactions (d-α) dans la théorie de la matrice S. Nous avons utilisé pour cela les mesures publiées par SENHOUSE et TOMBRELLO car l'énergie incidente de notre Van de Graaff ne nous permet que des mesures plus limitées en énergie.

C. TENTATIVE D'INTERPRETATION PAR LA THEORIE DE LA MATRICE S

a) Généralités

La théorie de la matrice S est simplement fondée sur le fait qu'il existe une relation linéaire entre les états d'entrée et les états de sortie, relation exprimée par un opérateur unitaire. La matrice S peut être définie comme la limite de cet opérateur quand l'intervalle de temps séparant l'état initial de l'état final tend vers l'infini.

A cause de l'invariance de la dynamique du processus quand on inverse le sens du temps on peut échanger les rôles du canal d'entrée et du canal de sortie et la matrice S est symétrique.

On peut analyser un état stationnaire du noyau composé apparaissant comme une superposition d'états, tous de même énergie et dont la configuration asymptotique correspond à un canal défini de sortie. Les configurations asymptotiques possibles sont appelées "voies ouvertes". Donc dans la description d'un état stationnaire la matrice S est l'opérateur linéaire qui relie les voies ouvertes.

Expérimentalement il n'y a qu'une voie d'entrée et l'élément de la matrice S reliant cette voie à une autre est (avec un facteur de normalisation) le rapport de l'amplitude de l'onde de sortie à l'amplitude de l'onde d'entrée.

Un état d'énergie positive E du noyau composé a un degré de dégénérescence correspondant à la multiplicité des voies ouvertes à ces énergies. Les fonctions correspondant à des configurations ouvertes peuvent ainsi servir à définir une base de fonctions propres Ψ_c appartenant à l'énergie E. La forme asymptotique de telles fonctions est le produit de deux facteurs

$$\Psi_c = \varphi_c \frac{u_c(r_c)}{r_c}$$

où $\frac{u_c(r_c)}{r_c}$ ne dépend que de r_c (c'est la distance entre les deux fragments) tandis que φ_c dépend des autres coordonnées (état interne des fragments et mouvement relatif dépendant des moments angulaires). On peut définir la voie par $\alpha_c = \frac{\eta_c}{k_c}$ avec $\eta_c = Z_1 Z_2 e^2 \frac{M_c}{\hbar^2}$

$u_c(r_c) = x_c O_c(r_c) + y_c I_c(r_c)$ O_c étant l'onde sortante et I_c " " entrante

$\frac{\hbar^2}{2M_c} k_c^2 + E_c = E$ M_c est la masse réduite des deux fragments et

E_c leur énergie interne

E_c est prise égale à l'énergie de seuil pour lequel le canal est juste ouvert.

On démontre que l'amplitude de l'onde diffusée élastiquement est $x_c + y_c e^{2i\sigma_c}$

On peut écrire

$$S_{c'c} = -\left(\frac{v'_c}{v_c}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{x_{c'}^{(c)} + y_{c'}^{(c)} e^{2i\sigma_{c'}}}{y_c^{(c)}} \qquad v_c = \frac{\hbar k_c}{M_c}$$

Si on écrit la matrice de collision

$$U_{c'c} = -\left(\frac{v'_{c'}}{v_c}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{x_{c'}^{(c)}}{y_c^{(c)}}$$

$$\boxed{S_{c'c} = U_{c'c} - e^{2i\sigma_c} \delta_{c'c}}$$ U est symétrique et unitaire

Nous avons des points singuliers de $U_{c'c}$ pour les racines de $y_c^{(c)}$ (E) qui ne sont pas en même temps racines de $x_{c'}^{(c)}$. Nous supposerons que les pôles de $y_c^{(c)}$ ne coïncident pas avec ceux de $x_{c'}^{(c)}$.

$\mathcal{E}_n = E_n - \frac{1}{2} i \Gamma_n$ sont les pôles de tous les éléments de matrice $U_{c'c}$

$H \psi_n = \mathcal{E}_n \psi_n$ où H est l'Hamiltonien du système composé.

Les ψ_n sont déteminées par la condition $y_c(E) = 0$ qui impose qu'elles aient un comportement asymptotique du type $O_c(k_{cn} r_c)$ où

$$k_{cn} = K_{cn} - i\gamma_{cn}$$

La paramétrisation de $S_{c'c}$ conduit à différentes formes approchées possibles de $T_{c'c}$ élément de matrice de la transition $c \to c'$.

b) Expression de $T_{c'c}$ et du facteur de pénétration

La première forme de $T_{c'c}$ utilisée (Hu67) est :

$$T_{c'c} = (k_c, k_c\Pi_c, \Pi_c)^{1/2} \left[Q_{c'c}(E) - \sum_n i \left(\frac{1}{|K_{c'n} K_{cn} \Pi_{c'n} \Pi_{cn}|} \right)^{1/2} \times \right.$$

$$\left. \times e^{i\xi_{c'n}} \frac{\Gamma_{c'n}^{1/2} \Gamma_{cn}^{1/2}}{E - E_n + i\frac{\Gamma_n}{2}} e^{i\xi_{cn}} \right]$$

où $Q_{c'c}(E)$ représente le fond continu ; il fait intervenir la contribution des niveaux éloignés. Sa dépendance en énergie n'est pas résonnante. La largeur totale Γ_n doit être la somme des largeurs partielles Γ_{cn} à un facteur $\hat{q}_n$ près, théoriquement proche de 1.

Le facteur de pénétration peut avoir une des formes suivantes :

$$\Pi_c = \varepsilon_\ell^2 \, k^{2\ell} \qquad \text{cas a)}$$

$$\Pi_c = \varepsilon_o^2 \qquad \text{cas b)}$$

avec $\varepsilon_\ell^2 = \frac{1}{(\ell!)^2}\left[(\ell^2+n^2)\ldots(1+n^2)\right] 2\pi n / (e^{2\pi n}-1)$

Dans ce formalisme, toutes les quantités caractérisées par un indice n sont indépendantes de l'énergie. De plus elles sont univoques pour un niveau donné.

Une deuxième forme de $T_{c'c}$ (Hu64) est :

(2) $T_{c'c} = (\Omega_c, \Omega_c - 1)\delta_{c'c} + \Omega_c, \Omega_c \cdot (k_c, k_c \Gamma_c, \Gamma_c)^{1/2} \times$

$\ldots \times \left[Q_{c'c}(E) - i \sum_n \frac{Q_{c'n}\, Q_{cn}}{|K_{c'n} K_{cn}|^{1/2}} e^{i\xi_{c'n}} \frac{\Gamma_{c'n}^{1/2}\, \Gamma_{cn}^{1/2}}{E - E_n + \ldots} e^{i\xi_{cn}} \right]$

les quantités non encore définies sont :

$$\Omega_c = e^{i\phi_c}$$

$$\phi_c = - \arctg \left(\frac{F_\ell}{G_\ell} \right)_{r=b}$$

$$Q_{cn} = G_\ell + iF_\ell$$

et la pénétrabilité s'écrit :

$$\Pi_c = \frac{1}{(F_\ell^2 + G_\ell^2)_{r=b}} \qquad \text{cas c)}$$

F_ℓ et G_ℓ sont les fonctions coulombiennes usuelles prises pour le paramètre b.

La section efficace différentielle a la même forme que celle donnée en matrice R (p. 54 et 55), seuls diffèrent les éléments de transition.

D. APPLICATION A LA DIFFUSION $^4He(d,d)^4He$

a) Choix de la forme du facteur de pénétration et de l'élément de matrice.

La forme 1 a d'abord été essayée et a donné des résultats satisfaisants jusqu'à une énergie incidente de 1,500 MeV. On arrive à ajuster très bien les résultats théoriques sur les résultats expérimentaux et la résonance à 1,070 MeV (2,18 MeV) est très bien reproduite.

Pour $\Pi_c = \varepsilon_\ell^2 k^{2\ell}$ on trouve $\left\{ \begin{array}{l} E_n = 0{,}716 \text{ MeV} \\ \Gamma_n = 0{,}0237 \text{ MeV} \\ \Gamma_{cn} = 0{,}023 \text{ MeV} \\ \xi_{cn} = 0{,}678 \text{ radians} \end{array} \right\}$ pour le niveau $\ell = 2$ $J = 3^+$

On met en évidence les fonds $\ell = 0 \quad J = 1^+$

$\ell = 2 \quad J = 3^+$

$\ell = 1 \quad J = 2^-$

ce dernier fond étant particulièrement faible.

La détermination de l'énergie d'excitation est

$Q + E_n = 1{,}472 + 0{,}716$ soit 2,188 MeV

ce qui est en excellent accord avec les résultats des réactions.

La largeur partielle Γ_{cn} est sensiblement égale à la largeur totale Γ_n. On a donc bien $\hat{q}_n$ voisin de 1. Ceci rejoint ce que l'on sait sur la structure de ce niveau (la voie des deutérons est la seule voie qui soit ouverte, à l'exception de la voie γ).

A énergie plus élevée malheureusement la section efficace augmente beaucoup à cause des fonds. On ne peut donc utiliser le même facteur Π_c pour analyser la région $E_D = 4$ MeV. Le facteur $\Pi_c = \varepsilon_o^{2c}$ donne un bon comportement à haute énergie mais ne permet pas d'analyser, de façon aussi satisfaisante qu'avant, la résonance $\ell = 2$ $J = 3^+$. Ceci peut se comprendre: dans l'hypothèse $\Pi_c = \varepsilon_o^2$, plus rien ne distingue les ondes $\ell = 0$ et $\ell = 2$ par exemple, sauf le facteur géométrique $Z(\ell_1 J_1 \ell_2 J_2, s L)$. Cela ne correspond pas à une bonne situation physique.

Nous avons donc essayé le facteur coulombien

$$\Pi_c = \frac{1}{F_\ell^2 + G_\ell^2}$$

en compliquant en même temps l'élément de matrice. Nous avons pris la forme 2, plus générale, qui nous a paru mieux adaptée à la diffusion élastique. En effet le terme $(\Omega_c, \Omega_c - 1)\delta_{c',c}$ tient compte de la répartition de la charge dans le noyau (en réaction, ce terme s'annule).

Pour les différentes valeurs de ℓ et de J que nous avons à considérer, nous avons donc

$$T^{J\Pi = 1^+}_{\ell = 0} = (e^{2i\phi_o} - 1) + e^{2i\phi_o} k \Pi_o R_{o1} e^{2i\theta_{o1}} \quad \text{qui}$$

correspond au fond $\ell = 0$ $J = 1^+$

$$T^{3^+}_{2} = (e^{2i\phi_2} - 1) + e^{2i\phi_2} k\Pi_2 \times \ldots$$

$$\ldots \left[R_{23} e^{2i\theta_{23}} - i Z_{23} e^{2i\xi_{23}} \frac{1}{E - E_{23} + \frac{i}{2}\Gamma_{23}} \right]$$

pour la résonance et le fond $\ell = 2$ $J = 3^+$

$$T_2^{2^+} = (e^{2i\phi_2} - 1) - i\, e^{2i\phi_2}\, k\, \Pi_2 Z_{22}\, \frac{e^{2i\xi_{22}}}{E - E_{22} + \frac{i}{2}\Gamma_{22}}$$

correspond à la résonance $\ell = 2 \quad J = 2^+$

$$T_2^{1^+} = (e^{2i\phi_2} - 1) - i\, e^{2i\phi_2}\, k\, \Pi_2 Z_{21}\, \frac{e^{2i\xi_{21}}}{E - E_{21} + \frac{i}{2}\Gamma_{21}}$$

pour la résonance $\ell = 2 \quad J = 1^+$

$R_{\ell J}\, e^{2i\theta_{\ell J}}$ représente le fond continu $Q_{c'c}$; c'est un nombre complexe.

Dans notre cas $c' = c$. Dans l'expression

$$\sum_n \frac{O_{cn} O_{cn}}{|K_{cn}|} \cdot e^{2i\bar{\xi}_{cn}}\, \frac{\Gamma_{cn}}{E - E_n + \frac{i}{2}\Gamma_n}$$

on remplace $\dfrac{|O_{cn}|^2 \Gamma_{cn}}{|K_{cn}|}$ par $Z_{\ell J}$

et $\bar{\xi}_{\ell j} + \arg O_{cn}$ par $\xi_{\ell j}$.

La section efficace est obtenue en portant les expressions précédentes dans l'équation donnée p. 54 et p. 55

b) Ajustement des valeurs théoriques sur les résultats expérimentaux

La section efficace n'est linéaire en aucun de ses paramètres. Nous avons donc utilisé la méthode particu-

lière de minimisation de χ^2 appelée "recherche directe" (Ho 62).

La difficulté vient toujours, dans ce genre de calcul, du fait que l'on peut aboutir à un minimum secondaire qui ne correspond pas au minimum absolu. Nous avons évité cette difficulté en partant de paramètres initiaux différents.

Comme nous ne disposions que d'une calculatrice de faible capacité, nous avons procédé de la manière suivante : nous avons restreint le nombre de données initiales à la région étudiée, puis avec les valeurs approximatives des paramètres nous avons amélioré par approches successives l'accord entre les valeurs théoriques et les valeurs expérimentales.

Le seul paramètre fixé à l'avance a été le rayon coulombien. Nous sommes partis de la valeur b = 4 fm, nous avons optimisé et nous avons fait de même pour 5 et 6 fm.

Nous avons fait d'autre part une première tentative de représentation par T_2^{3+} (résonance + fond) et T_o^{1+} (fond). Les paramètres de T_2^{3+} ont été déterminés au voisinage de la résonance D^{3+}.

La fig. (17) représente à 173,6° la courbe d'excitation obtenue à des énergies incidentes comprises entre 0,95 et 1,15 MeV. L'accord est satisfaisant. Les paramètres déterminés ainsi, nous ont donné la section efficace en fonction de T_2^{3+} et T_o^{1+} à plus haute énergie. La fig. (18) représente à 130° (courbe 1) la courbe d'excitation entre 3 et 12 MeV. On voit que l'accord n'est plus correct et que par conséquent il faut ajouter d'autres contributions.

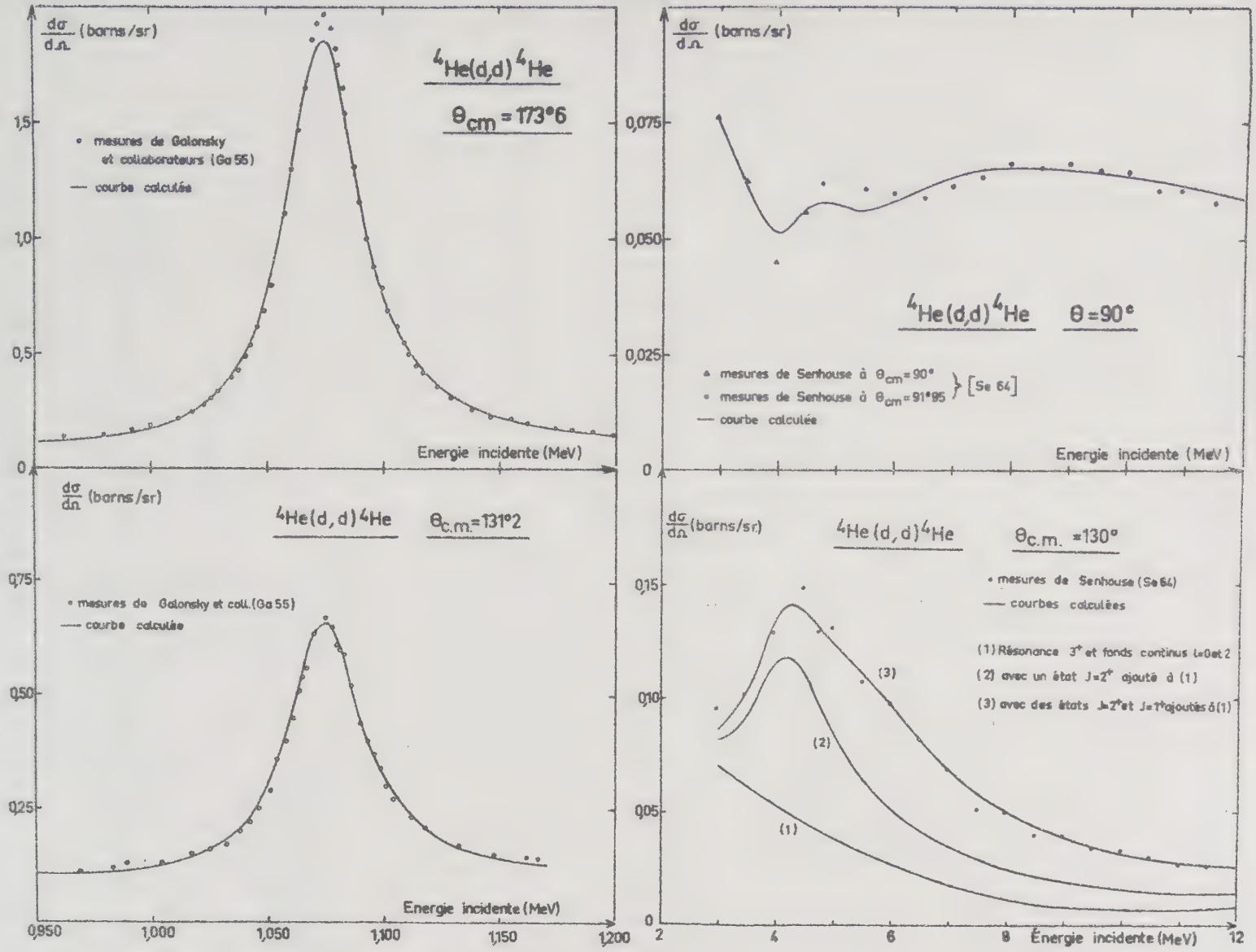


Fig. 18

Comparaison entre les mesures expérimentales des courbes d'excitation de la diffusion résonnante ^4He + d (Ga55, Se64) et la courbe théorique calculée dans le formalisme de la matrice S pour les paramètres donnés dans le tableau n° 4.

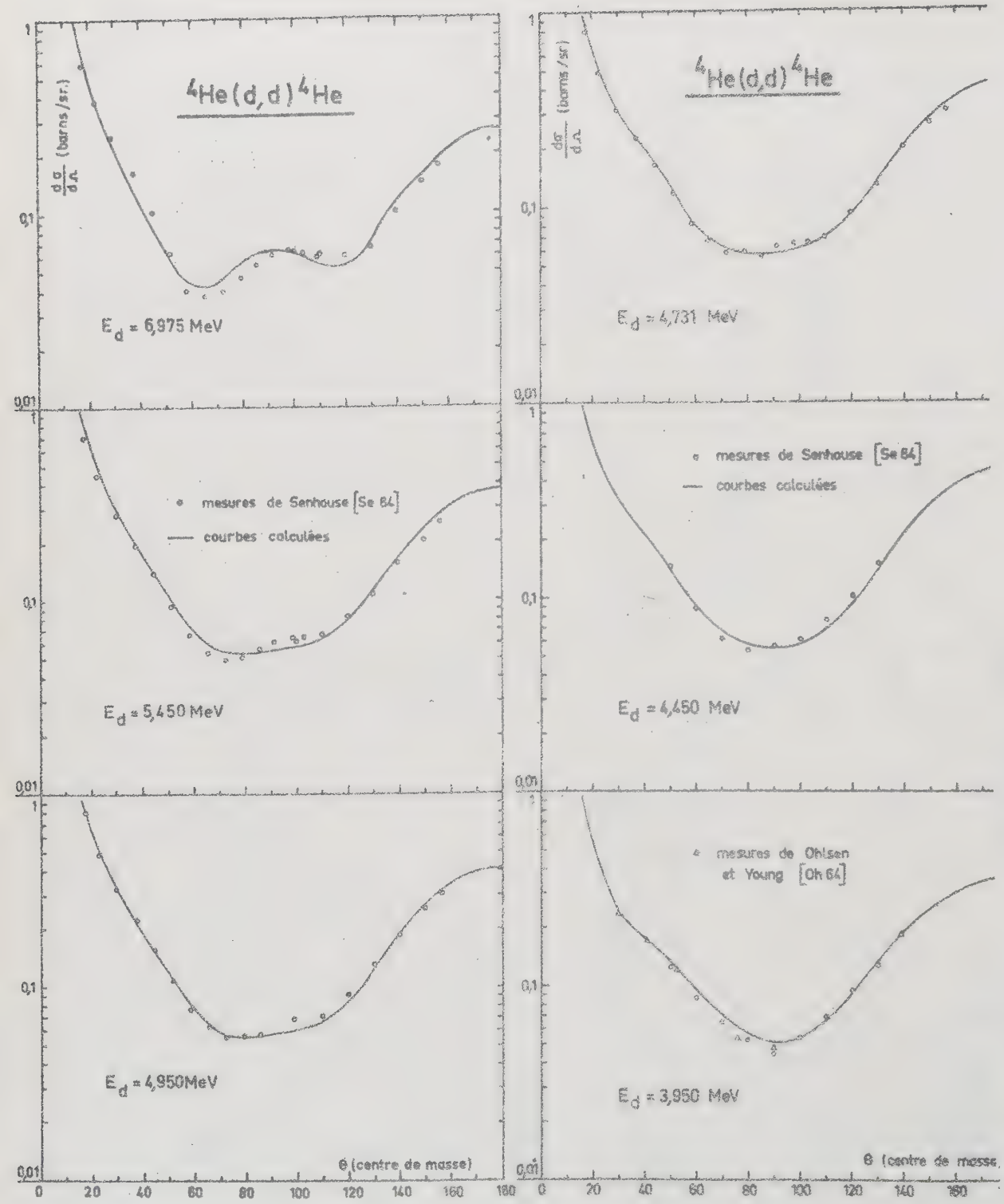


Fig. 20

Interprétation des distributions angulaires de la diffusion résonnante ^4He+d dans le formalisme de la matrice S pour les paramètres donnés dans le tableau n° 4.

Nous avons alors introduit T^{2+}_2 mais cette contribution ne peut expliquer à elle seule la forme des courbes d'excitation, conformément à ce qui a été trouvé par ailleurs en matrice R. Nous avons alors tenu compte d'un éventuel état 1^+ L = 2, sans introduire de fonds continus correspondants ni pour l'état 2^+, ni pour l'état 1^+.
La courbe (2) de la fig. (18) représente à 130° les contributions suivantes

niveau 2^+ $\ell = 2$
niveau 3^+ $\ell = 2$
fond 3^+ $\ell = 2$
fond 1^+ $\ell = 0$

Sur la même figure, la courbe (3) représente le total des contributions que nous avons admises.

fond 1^+ $\ell = 0$
niveau 3^+ $\ell = 2$
fond 3^+ $\ell = 2$
niveau 2^+ $\ell = 2$
niveau 1^+ $\ell = 2$

Les paramètres ont été déterminés en utilisant quelques distributions angulaires. La fig. (19) montre les résultats à 90°. La courbe reproduit bien la position des minimums et des maximums. L'accord des résultats expérimentaux est bon jusqu'à 9 MeV (fig. 20). Au-delà de 9 MeV, nous reproduisons l'allure des distributions angulaires mais l'intensité des minimums est renforcée par rapport aux résultats théoriques.

Une amélioration certaine pourrait être obtenue en ajoutant des ondes p non résonnantes.

Le tableau n° 4 donne les valeurs des paramètres qui reproduisent le mieux l'allure des courbes précédentes.

c) Discussion

Pour rendre compte de la forme expérimentale des courbes d'excitation, il est nécessaire de supposer l'existence d'un état 2^+, de largeur 1 MeV environ dans le système du centre de gravité, et dont la position et la largeur varient légèrement quand on suppose différentes valeurs du rayon coulombien.

Il faut d'autre part admettre la contribution d'un niveau 1^+ ; sa position et sa largeur sont aussi influencées faiblement par le choix du rayon coulombien.

Par contre la résonance 3^+ est indépendante de ce choix. Ces résultats sont résumés dans le tableau n° 5.

Les niveaux 2^+ et 1^+ donnent une contribution faible à la section efficace par unité d'énergie.

Comme on le voit sur la figure, le rapport des maximums à 4,5 et 1,070MeV est de $\frac{1}{7}$.

Pour estimer les largeurs partielles, nous avons négligé en première approximation, la partie imaginaire γ_{cn} du nombre d'onde k_{cn}.

$$k_{cn} \sim K_{cn}$$

TABLEAU N° 4

Paramètres déduits de l'analyse de la diffusion $^4He(d,d)^4He$ b = 4,5 fm
(toutes les valeurs sont données dans le système du centre de masse)

	$E_{rés}$ (MeV)	Γ (MeV)	Z_{cn}	ξ_{cn} (radian)	R_{cn}	θ_{cn} (radian)	E_{exc} ^6Li (MeV)
fond $\ell = 0$ $J = 1^+$					0,026	1,37	
résonance $\ell = 2$ $J = 3^+$ et fond $\ell = 2$	0,7156	0,0265	0,479	0,015	0,217	0,82	2,188
résonance $\ell = 2$ $J = 2^+$	2,702	1,075	0,81	- 0,22			4,17
résonance $\ell = 2$ $J = 1^+$	3,42	2,02	0,877	- 0,28			4,89

TABLEAU N° 5

Position et largeur des niveaux pour les valeurs d'essai du rayon coulombien

b(fm)		4	4,5	5	6
niveau 3^+	E_{exc} ^{6}Li (MeV)	2,188	2,188	2,188	2,188
	$\Gamma_{c.m}$ (MeV)	0,0244	0,0265	0,0249	0,0226
niveau 2^+	E_{exc} ^{6}Li (MeV)	4,3	4,17	4,2	4
	$\Gamma_{c.m}$ (MeV)	1,16	1,07	1,21	1,53
niveau 1^+	E_{exc} ^{6}Li (MeV)	4,87	4,89	4,7	4,47
	$\Gamma_{c.m}$ (MeV)	1,8	2,02	1,97	2,26

Pour le niveau de 2,188 MeV, cette approximation est très justifiée dans le cas où γ_{cn} est faible par rapport à K_{cn}. Mais pour les niveaux supérieurs, elle est sans doute moins justifiée pour le niveau 1^+ que pour le niveau 2^+.

La largeur partielle approximative Γ_D du niveau 2^+, dans le cas où b = 4,5 fm, est de 0,97 MeV alors que la largeur totale est de 1,07 MeV. La largeur partielle du niveau 1^+ est de 1,60 MeV environ alors que la largeur totale est de 2,02 MeV.

Notons que l'on retrouve la même valeur de la largeur partielle (Γ_D= 0,026 MeV) pour l'état 3^+ avec le facteur de pénétration $\Pi_\ell = \frac{1}{F_\ell^2 + G_\ell^2}$ qu'avec le facteur de pénétration utilisé auparavant $\Pi_\ell = \varepsilon_\ell^2 k^{2\ell}$

E. CONCLUSION

L'interprétation de la diffusion résonnante en matrice R donne une détermination non univoque des paramètres sur laquelle nous avons longuement insisté. Rappelons les positions des états 2^+ et 1^+ et les largeurs auxquelles cette étude conduit et comparons à nos résultats en matrice S.

		(Ga 55)	(Se64)	(Mc67)	(MT68)	nos résultats
2^+	$E_{exc.}$ ^{6}Li (MeV)	4,52 ± 0,08	4,87	4,6	5,55	4,17
	$\Gamma_{c.m}$ (MeV)			2,06		1,07
1^+	$E_{exc.}$ ^{6}Li (MeV)	4,9 à 5,8	6,24	5,7	7,03	4,89
	$\Gamma_{c.m}$ (MeV)			4,33		2,02

Comme le tableau le montre, nous trouvons des excitations moins fortes qu'en matrice R et de grandes largeurs. Ceci pourrait donnerune explication valable de l'absence de pics visibles entre 4 et 5 MeV d'excitation dans ^{6}Li dans l'étude de la réaction $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$.

Evaluons la contribution du fond sur les spectres de cette réaction en interpolant les valeurs trouvées à plus basse et à plus haute énergie. Comparons la valeur intégrée de la fluctuation du fond à la section efficace du pic correspondant du niveau de 2,188 MeV et faisons la même comparaison entre les sections efficaces d'excitation des états 3^+ d'une part et 2^+ 1^+ d'autre part (entre 4 et 5 MeV) dans la diffusion résonnante. Les niveaux 2^+ 1^+ paraissent relativement au 2,188 encore moins favorisés dans le cas de la réaction que dans le cas de la diffusion.

Il y a plusieurs raisons qui peuvent expliquer ce fait.

- On peut imaginer d'abord que le mécanisme de la réaction $^{7}Li(^{3}He,\alpha)$ favorise les états ayant une structuration donnée. On sait à cet égard que le niveau à 2,18 MeV qui apparait dans la réaction a une largeur partielle Γ_D égale à Γ sa largeur totale. Or, nous avons vu que la largeur Γ_D des états 2^+ 1^+ est relativement importante par rapport aux largeurs partielles des autres processus. Donc le type de structuration ne paraît pas en cause.

- Une autre explication serait que les réactions $^{7}Li(^{3}He,\alpha)$ se font par un mécanisme de pick-up dans lequel

un neutron de la couche p de ^{7}Li est capté par ^{3}He. Dans un tel processus on peut imaginer que l'on n'obtiendra comme noyau résiduel que les états de ^{6}Li dont la vie moyenne est plus longue que la durée de l'interaction ^{3}He - n. Il est difficile d'évaluer cette durée. On peut penser qu'elle est de l'ordre de grandeur d'une diffusion sur potentiel, c'est-à-dire de l'ordre de grandeur du temps que mettrait le neutron à "traverser la particule ^{4}He. Il n'y a pas de barrière coulombienne mais le neutron a un moment angulaire $\ell = 1$ et subit l'effet de la barrière centrifuge. Dans ces conditions $t \sim 10^{-21}$ sec paraît être une limite inférieure de la durée d'interaction. Or la largeur des niveaux 1^{+} et 2^{+} est telle que $\Gamma > 1$ MeV donc $\tau < 6.10^{-22}$ sec, ce qui rend notre hypothèse plausible. La vie moyenne de l'état de 2,18 MeV par contre est de 3.10^{-20} sec.

Les réactions $^{7}Li(p,d)^{6}Li$ $^{7}Li(d,t)^{6}Li$ $^{7}Li(^{3}He,^{4}He)^{6}Li$ ne montrent effectivement pas l'existence des états 1^{+} et 2^{+}. Elles ont été partiellement analysées, en général aux petits angles et, en ce qui concerne la dernière, à des énergies relativement basses. Il nous a paru intéressant de contrôler le mécanisme de $^{7}Li(^{3}He,^{4}He)^{6}Li$ par une étude détaillée dans une zone d'énergie au delà des résonances du noyau composé.

C H A P I T R E III

ETUDE DES MECANISMES DE LA REACTION $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$

3) ETUDE DES MECANISMES DE LA REACTION $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$

Comme nous venons de le voir, les états T = 0, 2^+ et 1^+, sont faiblement excités dans les réactions d + α. Ils semblent l'être très peu dans les réactions de diffusion inélastique à basse énergie et beaucoup plus dans les réactions (pp') à haute énergie. Les réactions de pick-up (tableaux n° 2 et 3) ne les donnent pas,

Il était intéressant de contrôler si toutes les réactions $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$ (^{6}Li excité ou non) peuvent être considérées comme des réactions de pick-up. Il n'existe dans la littérature que les résultats de P. PAUL et collaborateurs (Pa65a) de 30° à 165° entre 0,8 et 3 MeV et ceux de P.D. FORSYTH et R.R.PERRY (Fo65) de 8° à 165° entre 1,3 et 5,5 MeV. Les courbes de section efficace totale obtenues par ces derniers pour les groupes (0) et (2,184) présentent une bosse large entre 2 et 5 MeV incidents.

Nous avons tenté une mesure systématique des distributions angulaires et de l'excitation de ces réactions entre 5 et 12 MeV d'énergie incidente et leur interprétation par pick-up.

A. MESURES EXPERIMENTALES

a) Dispositif expérimental . Traitement des données

Le dispositif expérimental a été décrit dans la première partie. Le traitement des données est le même que celui qui est développé par d'autres chercheurs de notre

groupe (We65, Se67). Nous préciserons seulement certains points particuliers.

L'intensité du faisceau est de 0,03 à 0,05 µ A.

La charge intégrée par point est de 200 µc pour les courbes d'excitation, de 300 µc pour les distributions angulaires.

La distance des jonctions était de 9 cm, les angles solides de $1,19 \pm 0,06$ msr.

Les taux de comptage ont été limités de manière à ce que le taux de perte dû au temps mort des analyseurs soit inférieur à 10 % pour les angles vers l'avant. Aux petits angles une feuille mince de nickel absorbait les particules diffusées.

Les distributions angulaires ont été obtenues à chaque énergie pour trois positions différentes de 7 détecteurs ; le 8e, fixé à 90°, a servi à normaliser les distributions angulaires entre elles.

Une des difficultés du traitement est la délimitation des pics de particules α_1 et α_2 qui se trouvent comme nous l'avons vu sur des continuums importants. Ils atteignent le groupe α_0 à haute énergie et donnent une partie importante de l'erreur, en particulier dans le cas du groupe α_1 sous lequel débutent souvent les continuums. On ne peut pas alors présumer de la forme du fond, comme il est plus facile de le faire pour le groupe α_2, en joignant les portions du spectre situées de part et d'autre du groupe considéré. La difficulté de la détermination des limites du pic est encore accrue quand les pics

sont larges, comme c'est le cas à haute énergie à cause de l'ouverture angulaire et aux petits angles à cause de la feuille mince de nickel.

b) Courbes d'excitation

Nous donnons (fig.21 et22) 7 courbes d'excitation à 35° 55° 75° 90° 125° 145° et 165°, entre 5 et 12 MeV par pas de 120 keV.

Une mesure de la diffusion $^{7}Li(p,p)$ à 4,2 MeV avec la même cible que celle utilisée pour une mesure de $^{7}Li(^{3}He,\alpha_{o})^{6}Li$ à 5,130 MeV nous a permis par comparaison avec un travail de R. GLEYVOD (G165) de trouver

$$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{90°} = 0,55 \pm 0,09 \text{ mb/sr}$$

valeur en bon accord avec la valeur 0,58 $\pm$ 0,09 mb/sr donnée par FORSYTH.

La courbe à 90° qui a servi à normaliser les autres courbes, a été raccordée aux valeurs de FORSYTH entre 5 et 5,5 MeV.

Le rendement tend à diminuer quand l'énergie augmente. L'allure monotone des courbes ne semble pas indiquer l'existence de mécanisme par noyau composé.

Des mesures ont été réalisées entre 7,8 et 8,8 MeV par pas de 30 keV afin de contrôler par test d'Ericson l'existence et la nature des fluctuations.

La figure 23 montre les fonctions d'autocorrélation:

$$R(\varepsilon) = \frac{(1-\gamma\frac{2}{d})}{N} \frac{1}{1+(\frac{\varepsilon}{\Gamma})^2}$$

que nous avons obtenues en calculant, à partir des données expérimentales pour chaque

$^{7}Li(^{3}He,\alpha_0)^{6}Li$

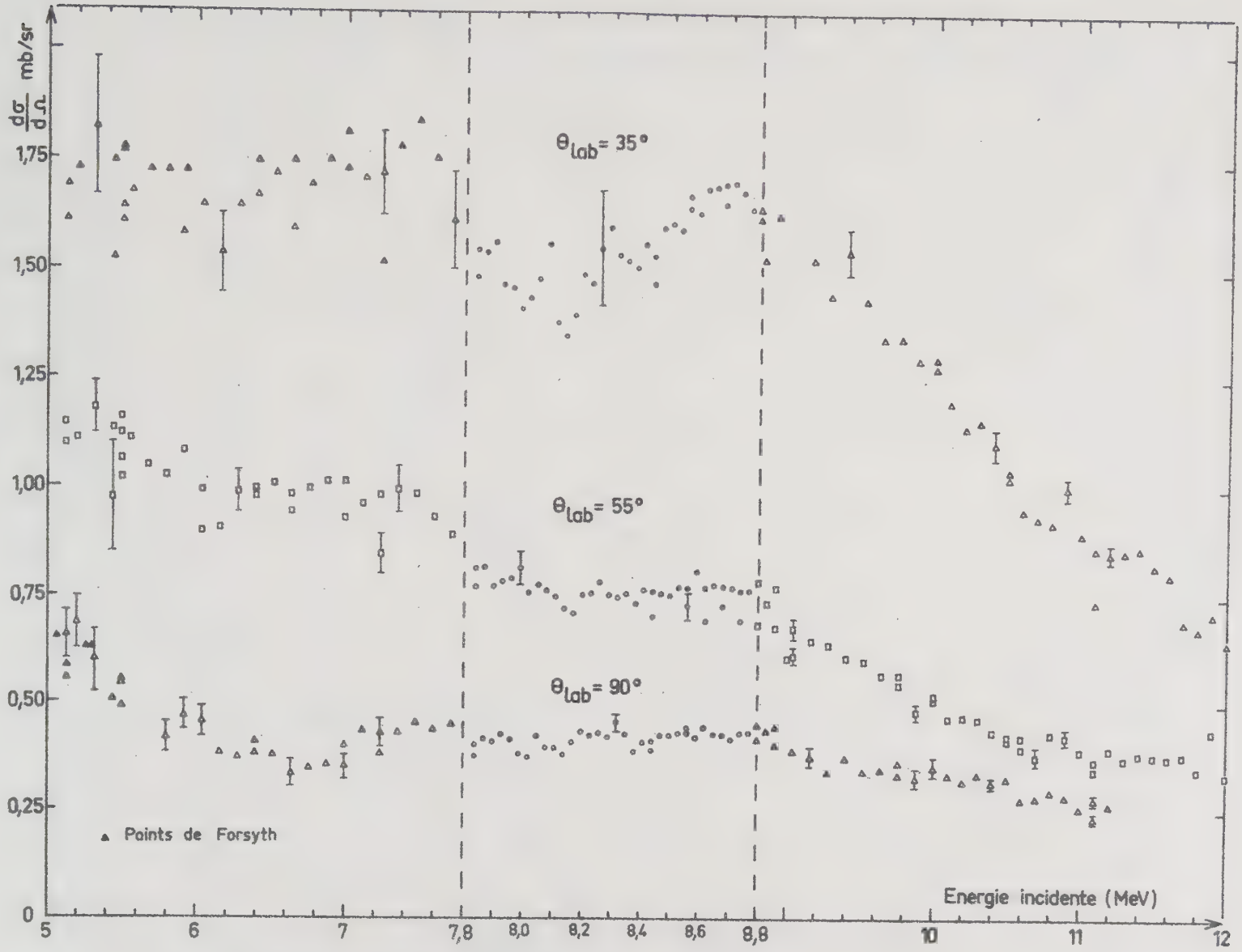


Fig. 21

Courbes d'excitation de la réaction $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$ pour une énergie incidente comprise entre 5 et 12 MeV. Les pas sont de 120 keV sauf entre 7,8 et 8,8 MeV où ils sont de 30 keV.

$^{7}Li(^{3}He,\alpha_0)^{6}Li$

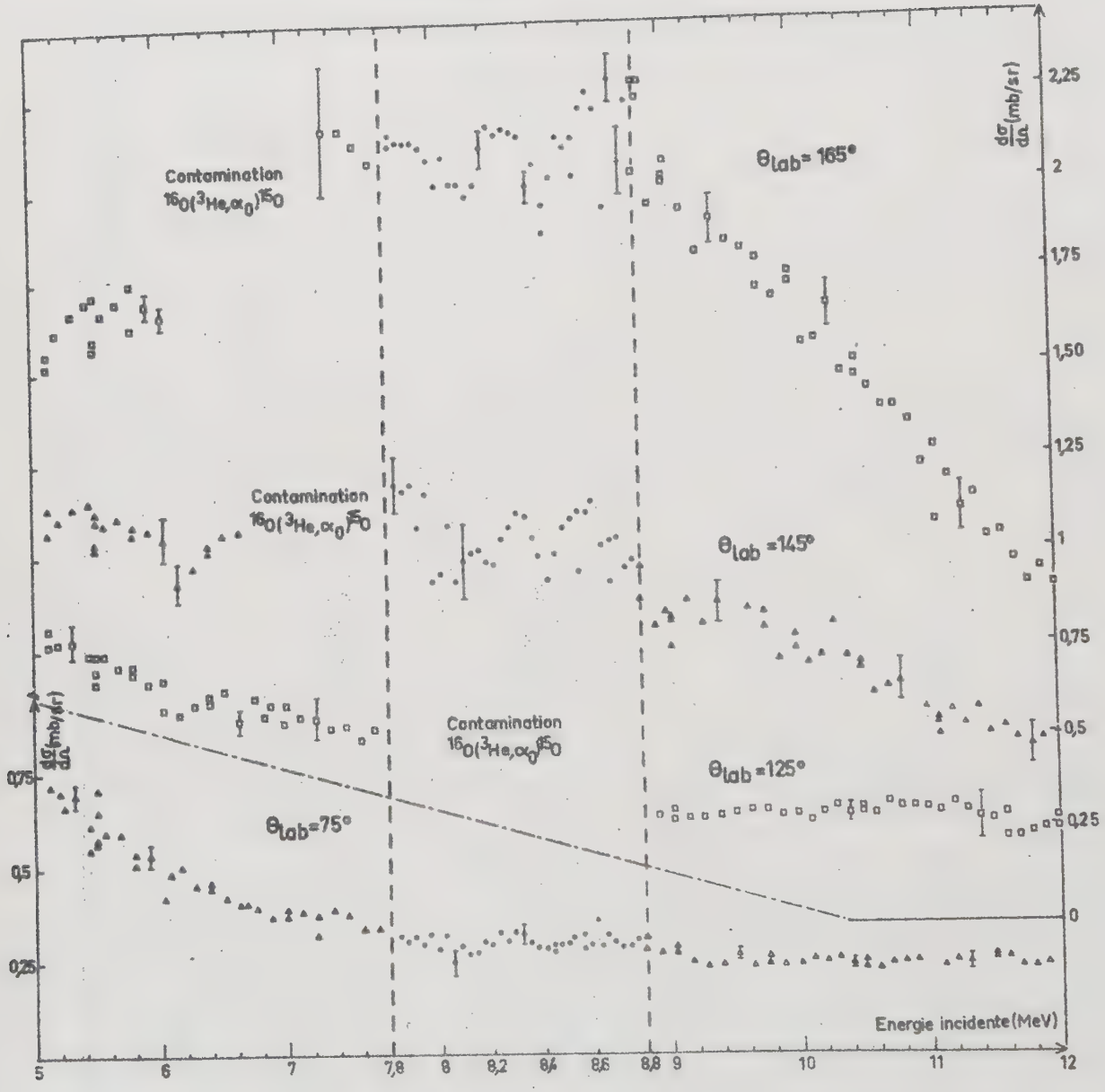
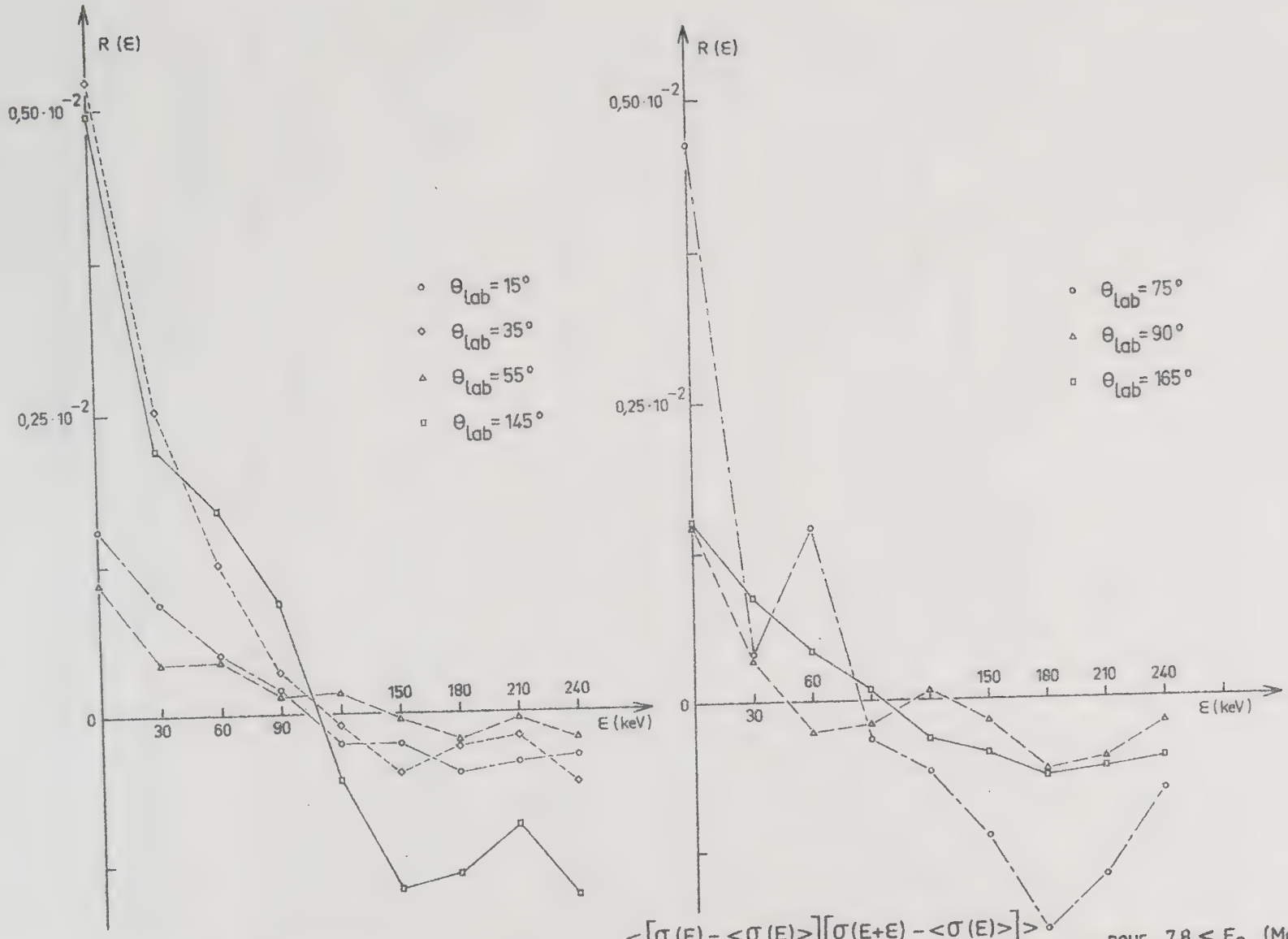


Fig. 22

Courbes d'excitation de la réaction $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$
pour une énergie incidente comprise entre 5 et 12 MeV.
Les pas sont de 120 keV sauf entre 7,8 et 8,8 MeV
où ils sont de 30 keV.



Fonctions d'autocorrélation

$$R(\varepsilon) = \frac{\left\langle \left[\sigma(E) - \langle\sigma(E)\rangle\right]\left[\sigma(E+\varepsilon) - \langle\sigma(E)\rangle\right]\right\rangle}{\left[\langle\sigma(E)\rangle\right]^2}$$

pour $7{,}8 < E_{^3He}\ (MeV) < 8{,}8$

angle,

$$R(\varepsilon) = \frac{\langle (\sigma(E) - \langle \sigma(E) \rangle)\ (\sigma(E+\varepsilon) - \langle \sigma(E) \rangle) \rangle}{\langle \sigma(E) \rangle^2}$$

La largeur moyenne déduite de ces courbes est $\Gamma \simeq 27$ à 30 keV. Des mesures faites entre 8 et 8,4 MeV par pas de 10 keV donnent pour les fonctions d'autocorrélation une largeur moyenne de 10 keV. Nous voyons donc que les fluctuations observées pour les courbes d'excitation, en particulier à 35° et 165°, sont d'origine purement expérimentale.

Etant donné la valeur de $R(\varepsilon)$ pour $\varepsilon = 0$, nous pouvons, en supposant que le nombre de voies ouvertes N est celui que l'on calcule à partir des spins des particules entrant dans la réaction (ici $N = \frac{1}{2}(2s+1)(2I+1)(2s'+1)(2I'+1) = 12$), donner une limite minimum du pourcentage d'effets directs Y_d. à partir de $R(0) = \frac{1}{N}(1-Y_d^2)$

Soit pour les angles 15° 55° 90° 165° $R(0) \simeq 0,25.10^{-4}$ $Y_d \simeq 0,99$
pour les angles 35° 75° et 145° $R(0) \simeq 0,50.10^{-4}$ $Y_d \simeq 0,99$

Nous en avons déduit que les réactions $^7Li(^3He,\alpha)^6Li$ étaient surtout du type direct.

c) Distributions angulaires

La figure 24 montre le très bon accord des distributions angulaires de α_0 et α_1 que nous avons obtenues à 5,130 MeV avec celles mesurées par FORSYTH et PERRY.

Les distributions angulaires ont été mesurées tous les 500 keV entre 5 et 12 MeV. Nous donnons les distributions angulaires des particules α correspondant à l'état fondamental (fig.25 et 26) et aux états excités à 2,184 MeV (fig.27) et 3,560 (fig.28 et 29).

La distribution angulaire pour l'état fondamental a la forme d'une cuvette entre 5 et 7,5 MeV avec un minimum à 100° qui se déplace vers 80° quand l'énergie augmente. Le rendement aux grands angles est environ 1,5 fois celui des petits angles. A partir de 7 MeV, la forme est beaucoup plus structurée : un maximum apparaît vers 50° et le rendement aux grands angles devient 3 à 3,5 fois plus grand qu'à l'avant.

Les distributions angulaires pour l'état à 2,184 MeV changent peu de forme avec l'énergie. Un maximum est toujours présent à 50°. Un autre apparaît vers 140° à partir de 8 MeV.

Les distributions angulaires pour l'état à 3,56 MeV présentent comme celles de l'état fondamental un maximum vers 50° et une forte remontée à l'arrière. Nous avons été gênés pour les mesurer par la présence de $^{16}O(^{3}He,\alpha_{o})^{15}O$ et, à haute énergie, vers l'arrière, par les pics des particules diffusées.

Les distributions angulaires ont été lissées par un développement en polynômes de Legendre, un test en χ^2 permettant de choisir l'ordre maximum. Ce choix ne se fait pas toujours sans ambiguïté, surtout quand les points expérimentaux sont peu nombreux et/ ou mal répartis sur le domaine angulaire (par exemple, zone arrière à 7,5 MeV pour α_o, zone comprise entre 80° et 130° à 6,5 MeV pour $\alpha(3,560)$ et pour toutes les distributions angulaires $\theta_{lab} < 15°$). Aussi

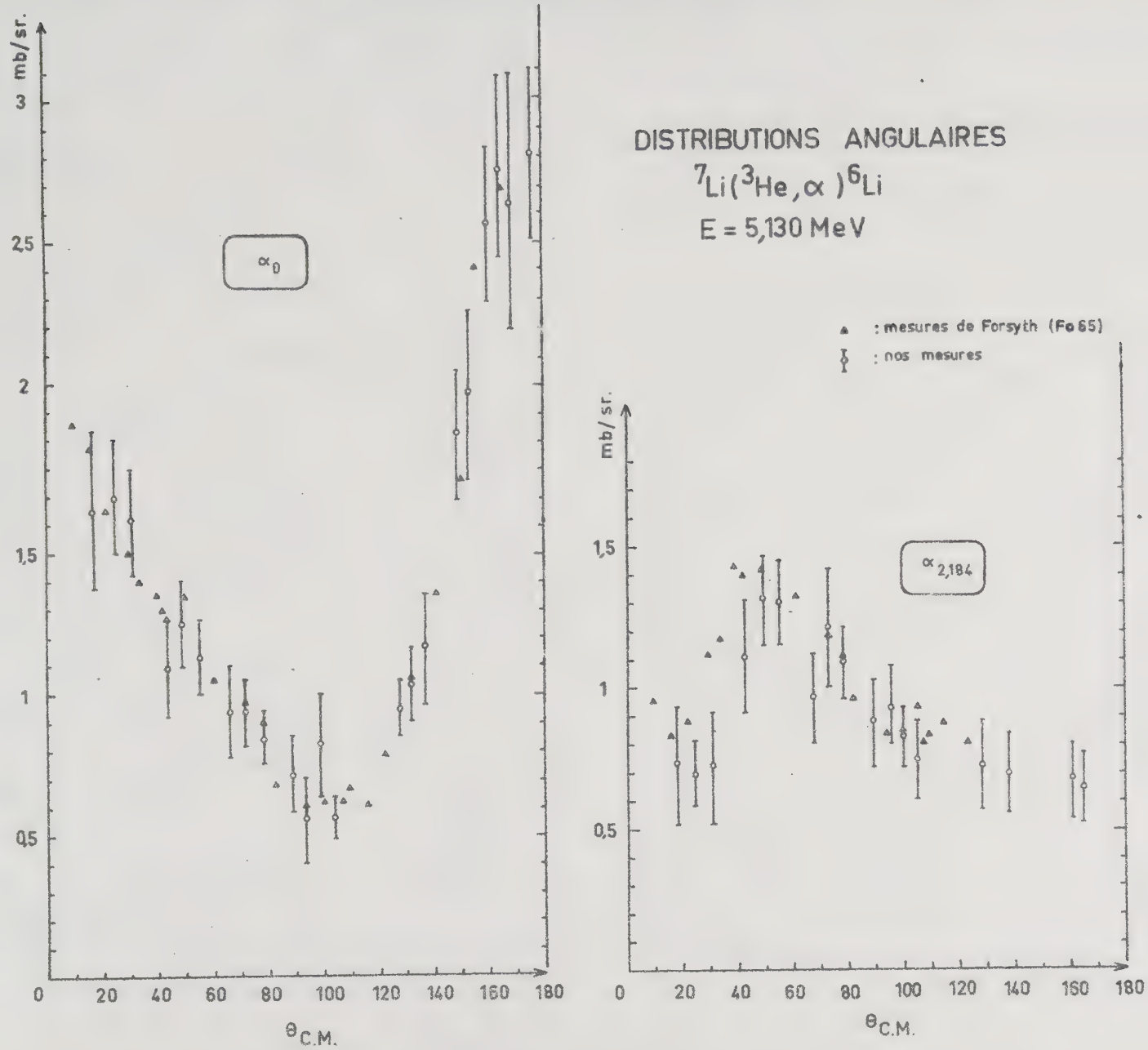


Fig. 24

Comparaison entre les mesures de FORSYTH et les nôtres pour les distributions angulaires de $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$ conduisant aux deux premiers états de ^{6}Li.

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

$^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$ Niveau fondamental

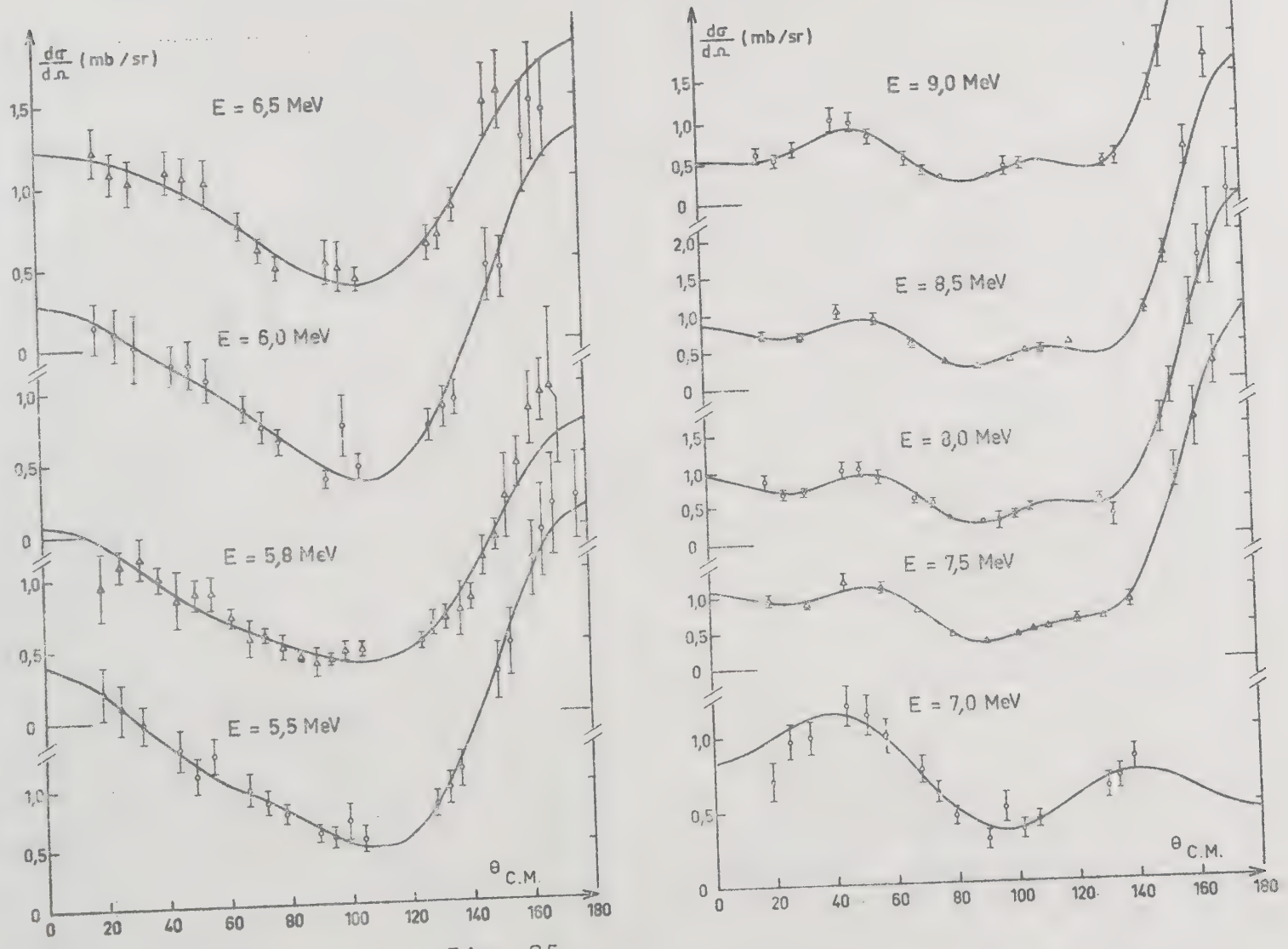


Fig. 25

Distributions angulaires de $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$ (0) lissées par un développement en polynômes de Legendre.

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

$^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$ Niveau fondamental

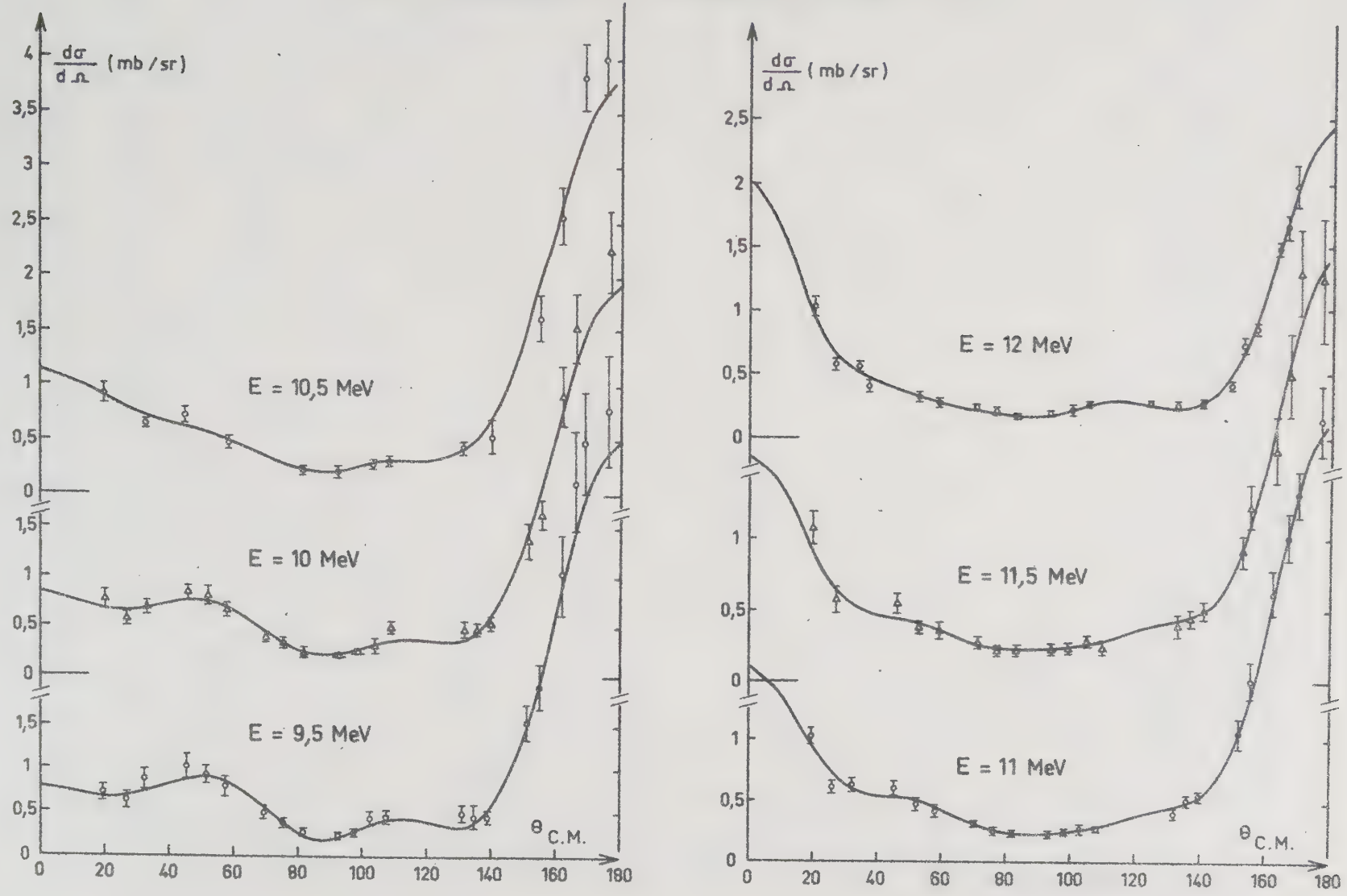


Fig. 26

Distributions angulaires de $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$ (0) lissées par un développement en polynômes de Legendre

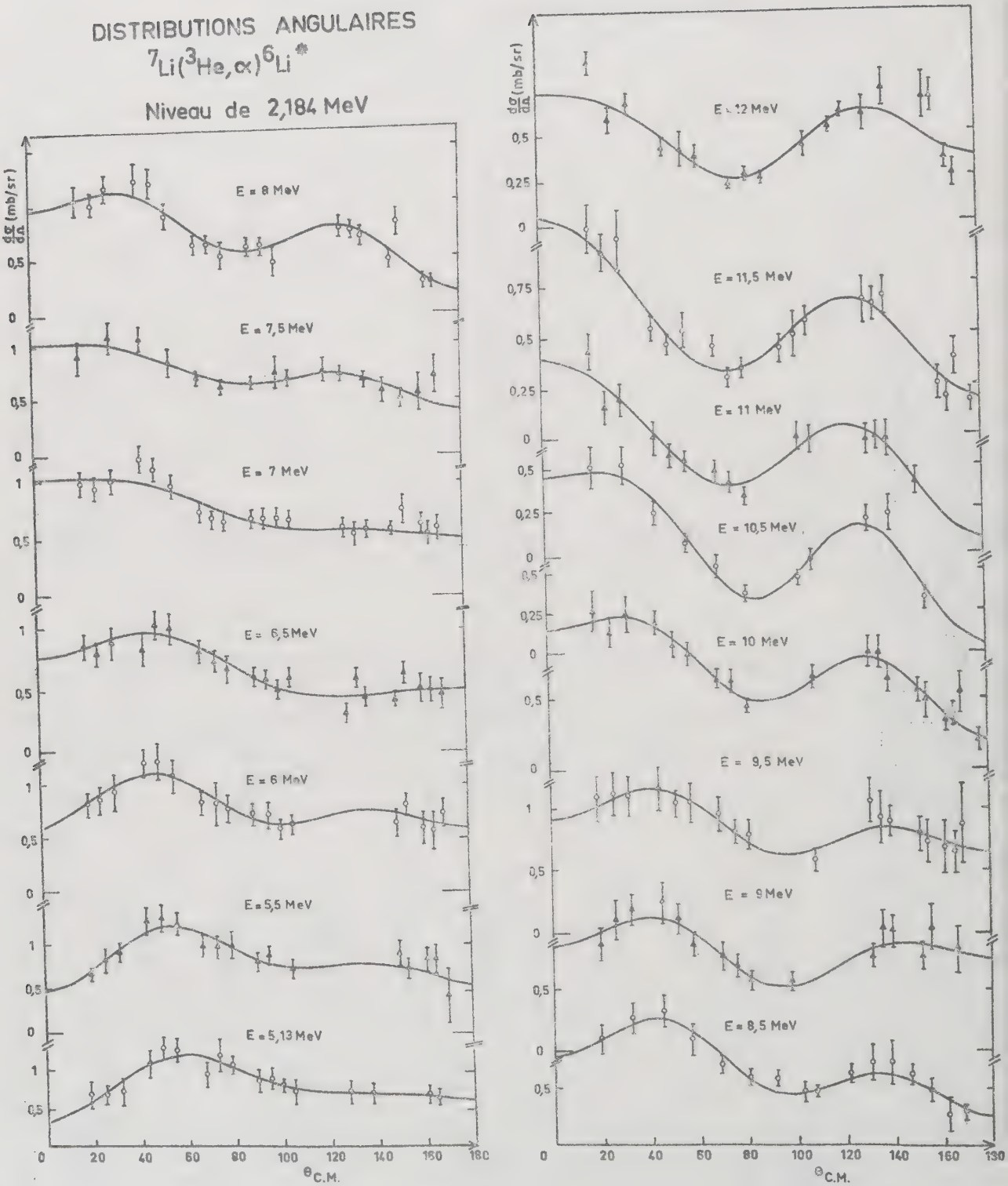


Fig. 27

Distributions angulaires de $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$ (2,184) lissées par un developpement en polynômes de Legendre

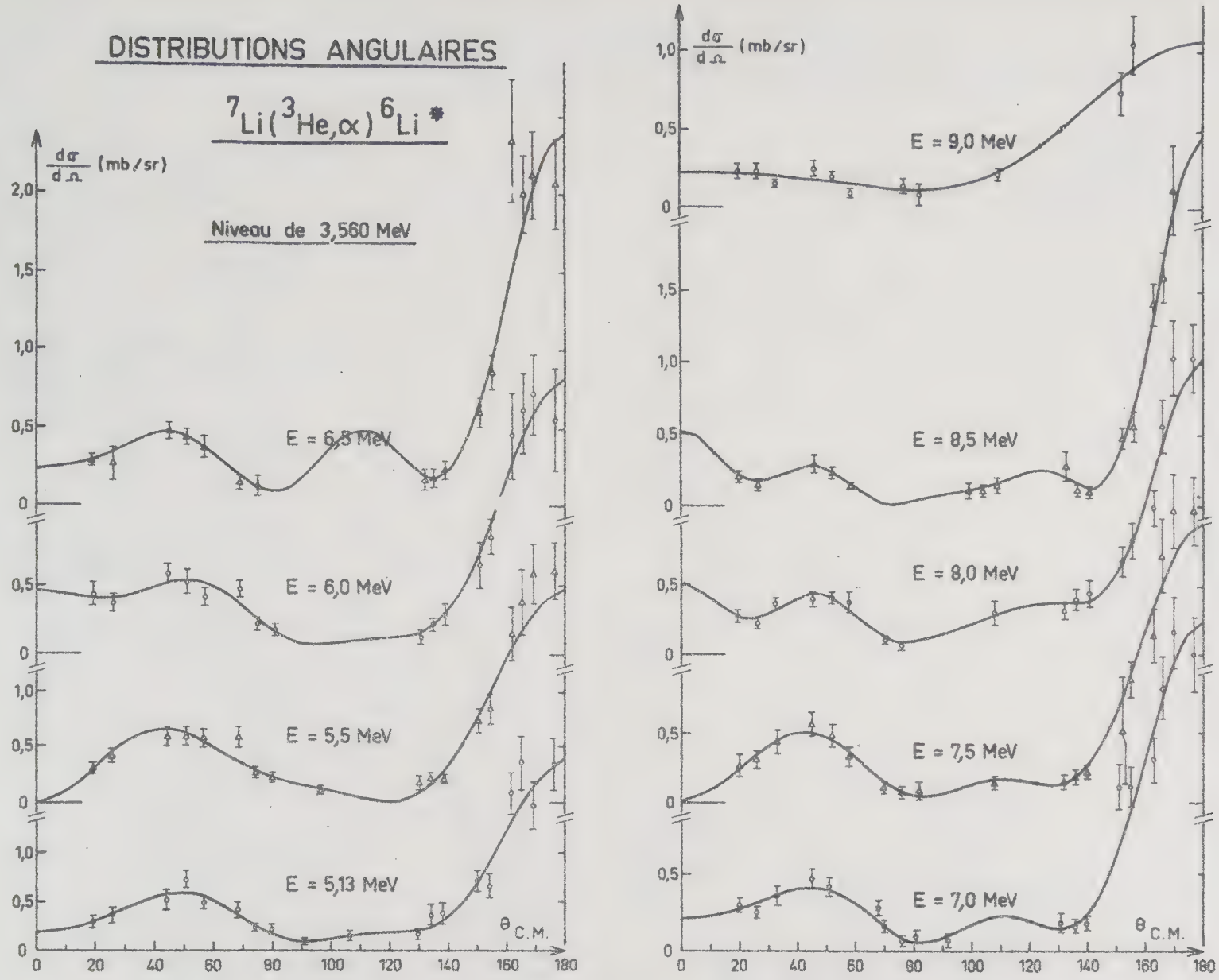


Fig. 28

Distributions angulaires de $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$ (3,560) lissées par un développement en polynômes de Legendre

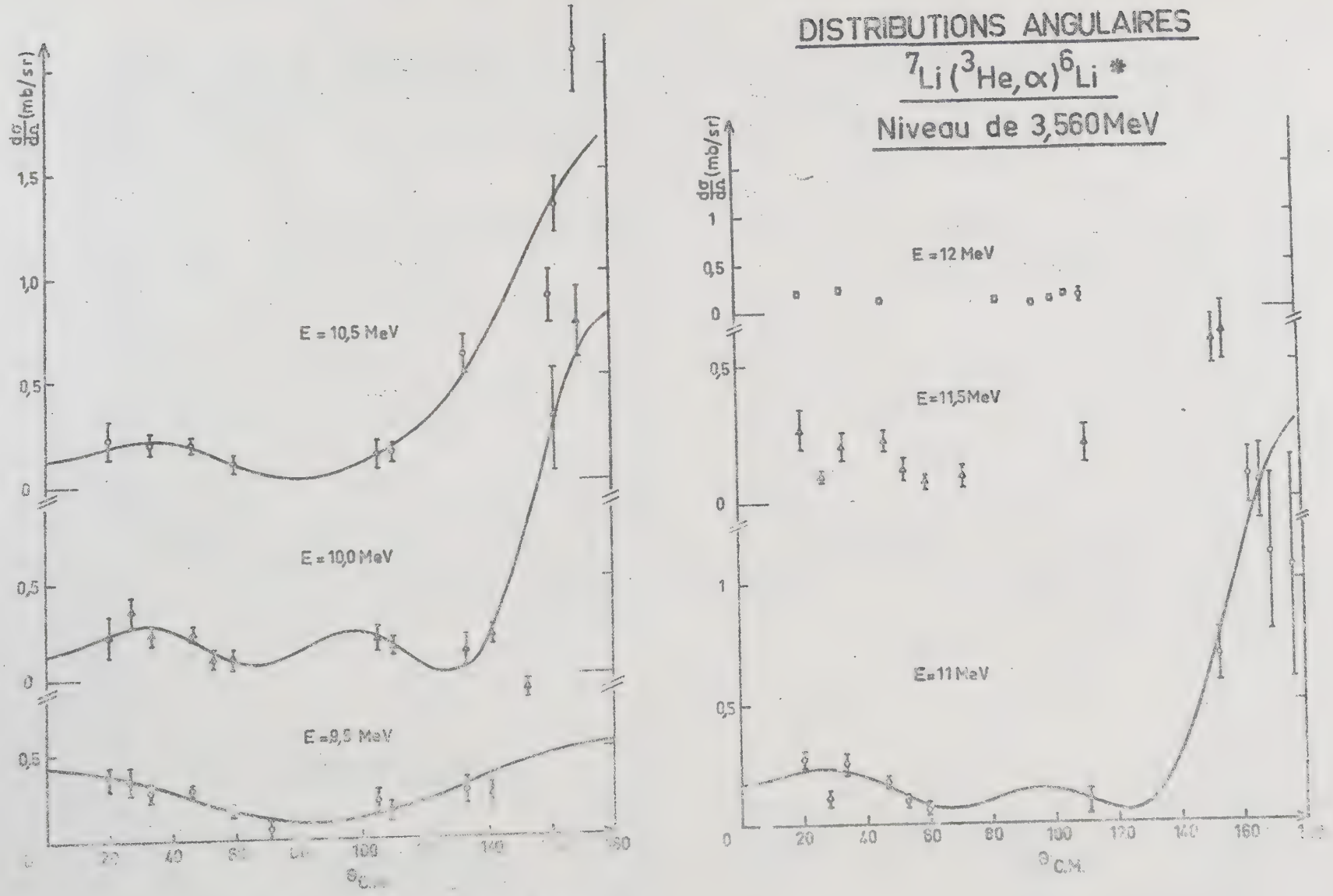


Fig. 29

Distributions angulaires de $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}L_{i}$ (3,560) lissées par un développement en polynômes de Legendre

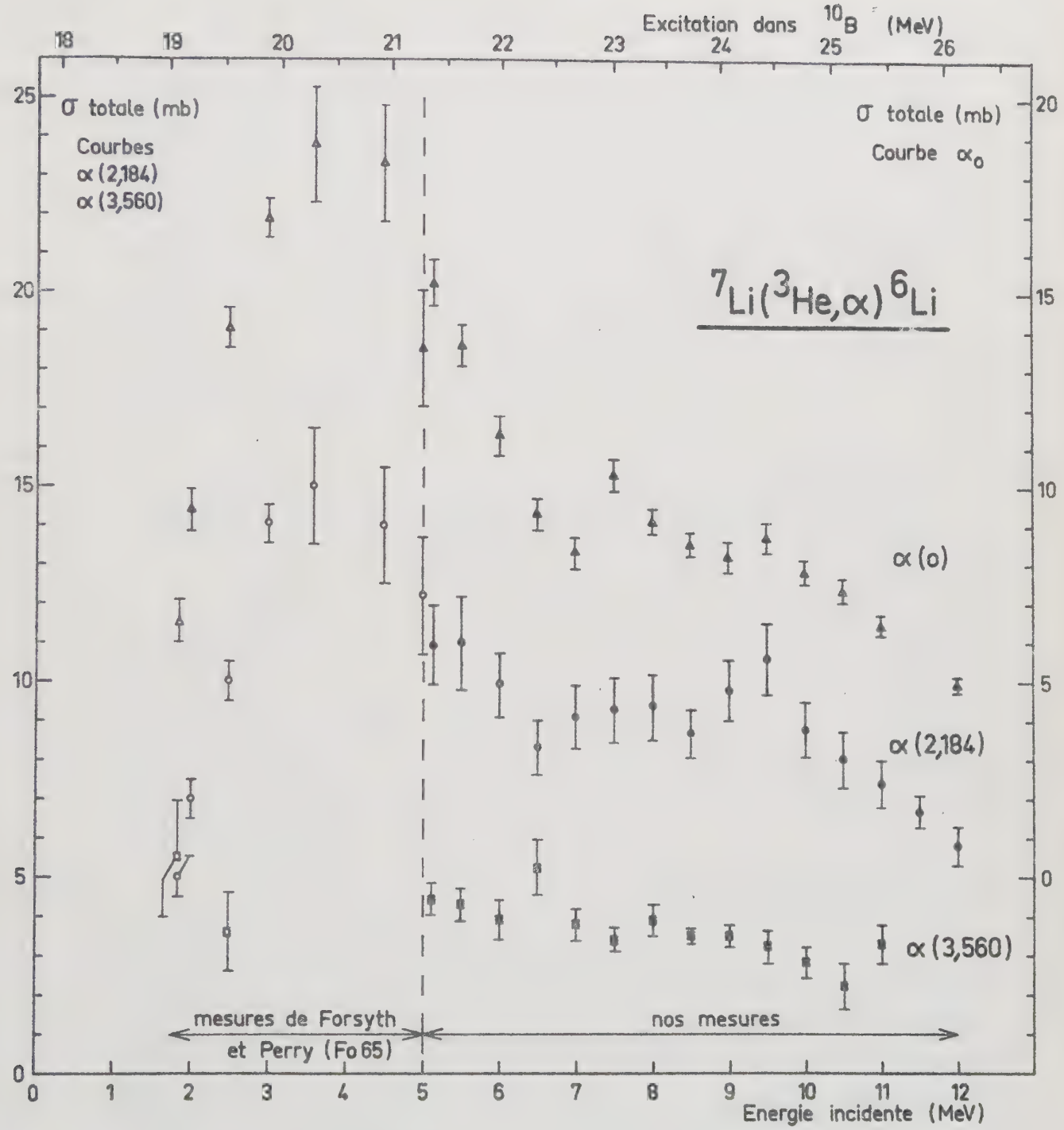


Fig. 30

Variation de la section efficace totale $\sigma_{tot} \simeq 4\pi a_o$ pour la réaction $^7Li(^3He,^3He)^7Li$

faisons-nous quelques réserves à propos des courbes de section efficace totale données dans la figure 30. L'erreur reportée sur les courbes est composée de l'erreur sur a_o donnée par le programme de lissage et de l'erreur sur la normalisation à 90°. Ici encore, la non symétrie des courbes de distribution angulaire par rapport à 90°, leurs maximums aux petits et aux grands angles, et la variation monotone de la section efficace totale sont en faveur d'un mécanisme par effets directs.

d) Distributions angulaires des diffusions élastiques et inélastiques nécessaires à l'interprétation en DWBA

Comme nous l'expliquons ci-dessous, nous avons fait un essai d'interprétation des distributions angulaires de $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li^{*}$ (0 2,184 et 3,560) par un processus de pick-up dans l'approximation de Born en ondes distordues. Cette interprétation nécessite la connaissance des paramètres du modèle optique qui rendent compte des diffusions élastiques et inélastiques correspondant aux voies d'entrée et de sortie de la réaction considérée.

Nous avons étudié les distributions angulaires de $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$ entre 5 et 12 MeV incidents, ce qui correspond à un domaine d'excitation de 21,3 à 26,2 MeV dans le bore 10. Il faut donc dans notre cas déterminer les paramètres optiques des distributions angulaires de la diffusion élastique $^{7}Li(^{3}He,^{3}He)^{7}Li$ entre 5 et 12 MeV incidents et ceux de la diffusion élastique et inélastique $^{6}Li(\alpha\alpha')^{6}Li^{*}$ (0 2,184 et 3,560) entre 28,06 et 36,23 MeV incidents.

- $^{7}Li(^{3}He,^{3}He)^{7}Li$

Il n'existe pas dans la littérature de distributions angulaires de la diffusion élastique $^{7}Li(^{3}He,^{3}He)^{7}Li$.

La grande difficulté de cette étude vient des réactions compétitives très nombreuses. Elle devient presque impossible quand l'énergie des particules émises est faible c'est-à-dire à basse énergie incidente et / ou aux grands angles, si l'on ne dispose pas d'un moyen de discrimination des particules. Aussi nous sommes-nous limités à la mesure de la distribution angulaire à 10 MeV. La figure 31 montre une portion de spectres autour du pic $^{7}Li(^{3}He_{o})$; l'interprétation des pics voisins est sujette à caution. Nous donnons fig. 32 la distribution angulaire obtenue entre 20° et 100°. Nous l'avons normalisée par rapport à la mesure faite par K.L. COOP et collaborateurs (Co67) à 40° et 10 MeV à l'aide d'un spectrographe magnétique de type Buechner

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = 8,8 \pm 0,8 \text{ mb/sr.}$$

- $^{6}Li(\alpha\alpha)^{6}Li$

Nous ne disposions pas de l'énergie incidente (28,06 à 36,23 MeV) nécessaire à l'étude de la diffusion $^{6}Li(\alpha\alpha)^{6}Li$.

Nous avons utilisé les mesures de GREGOIRE ET MACQ (Gr64) à 23,8 MeV et celles de WATTERS (Wa56) à 31,5 MeV pour déterminer les paramètres optiques de $^{6}Li(\alpha\alpha)^{6}Li$ et $^{6}Li(\alpha\alpha')^{6}Li$ (2,184). La diffusion inélastique $^{6}Li(\alpha\alpha')^{6}Li^{*}$(3,560)

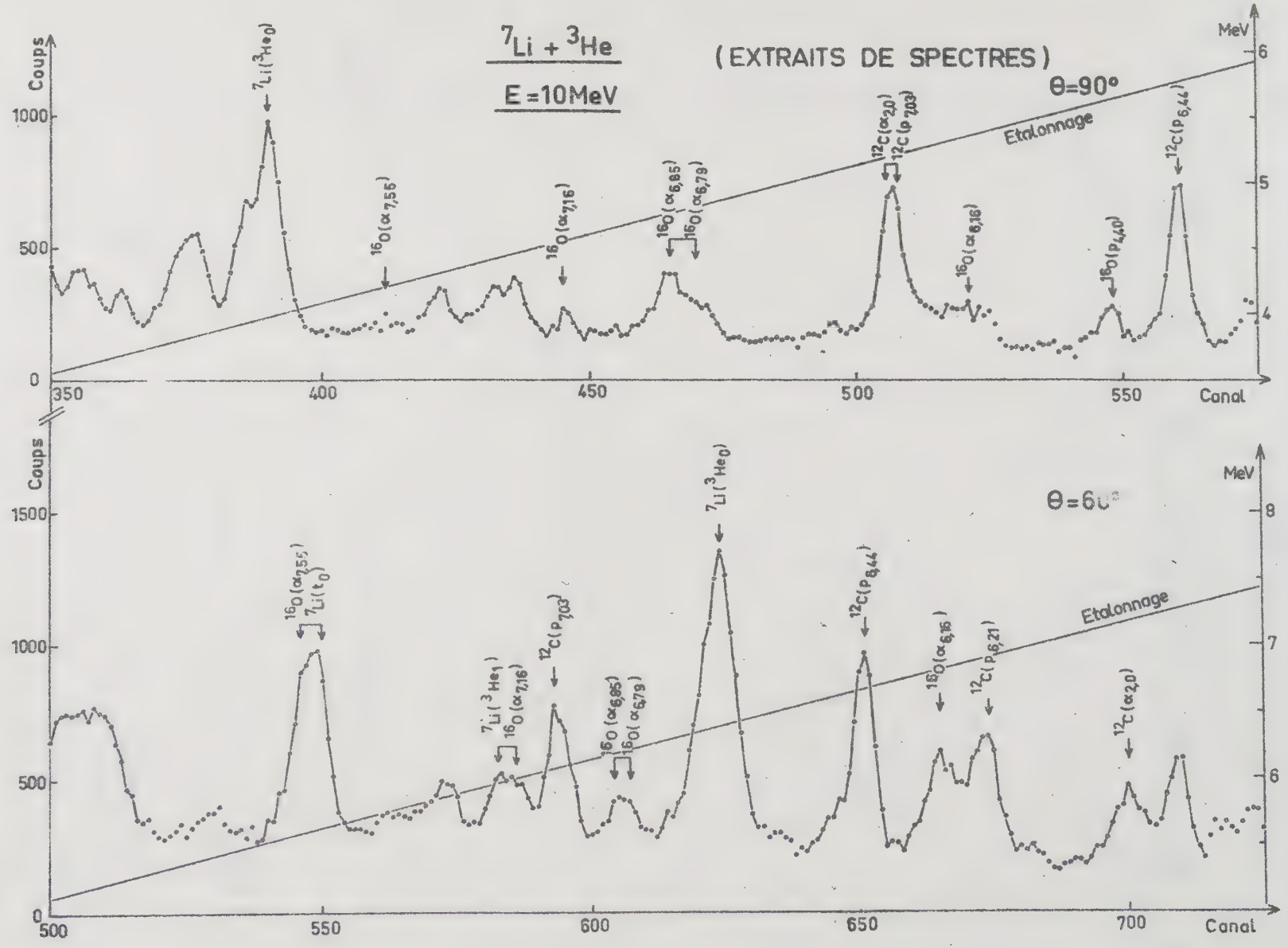


Fig. 31

Portion de spectres obtenus dans l'étude de la réaction $^{7}Li(^{3}He,^{3}He)^{7}Li$

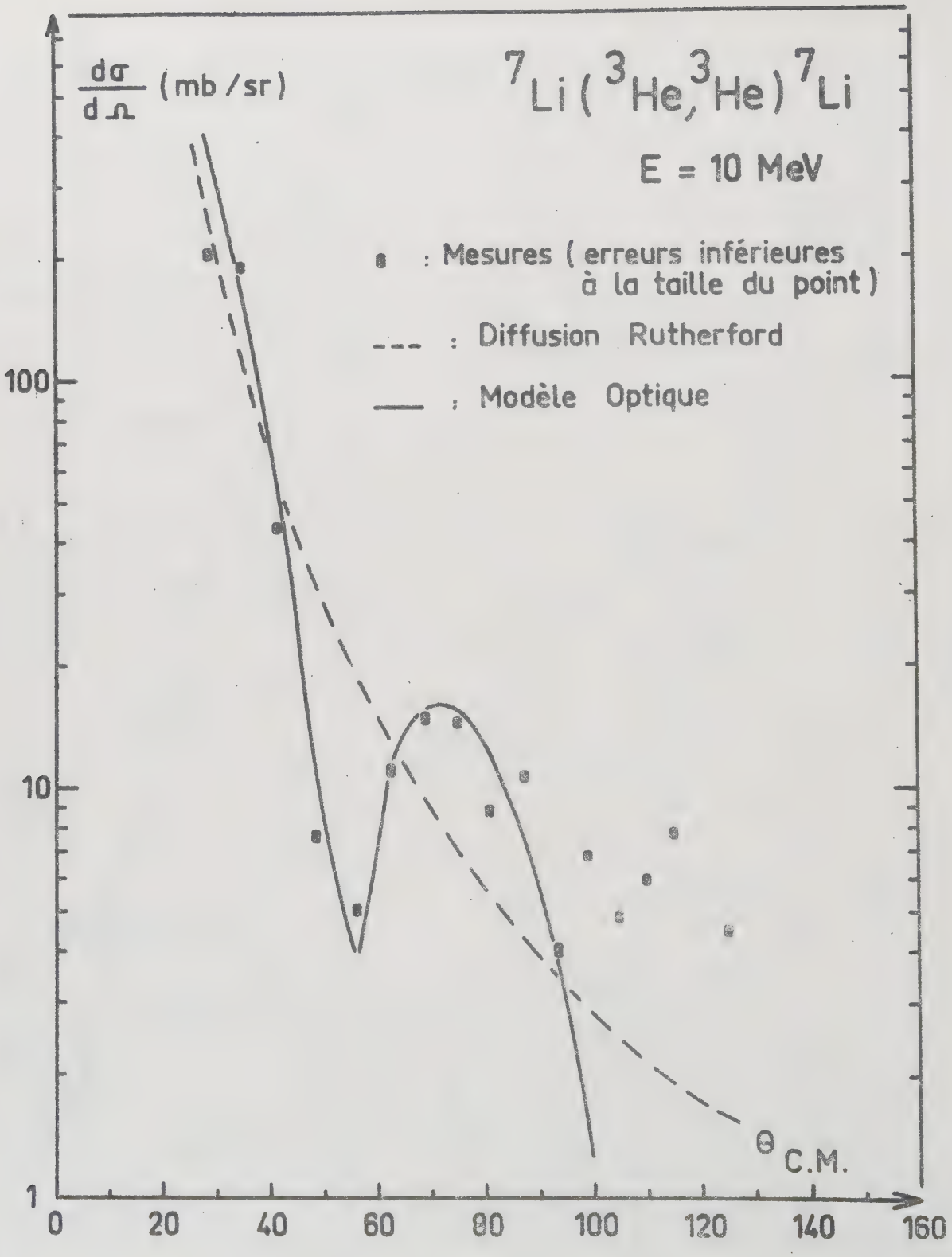
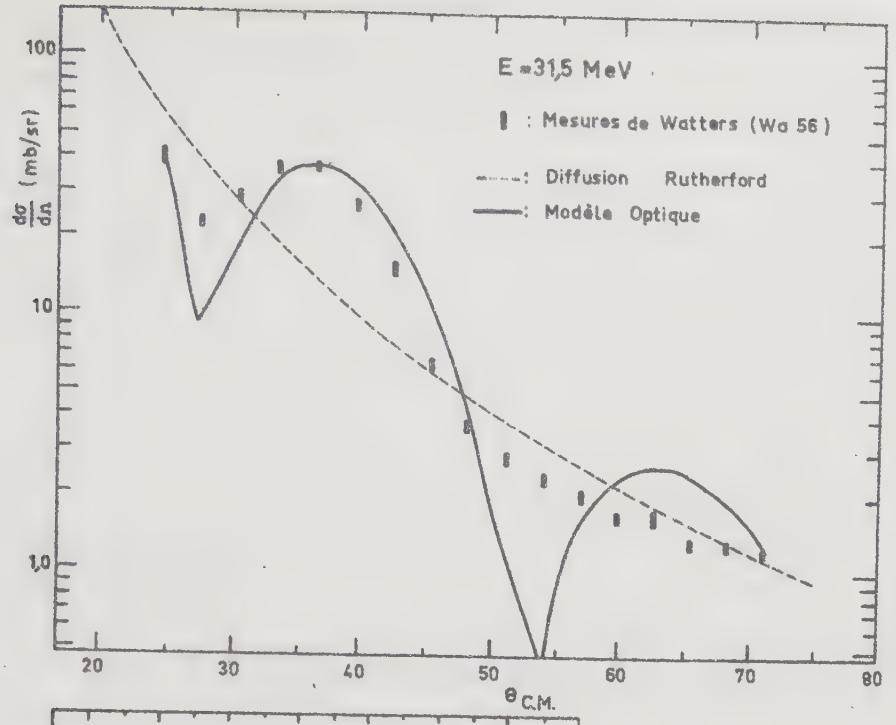
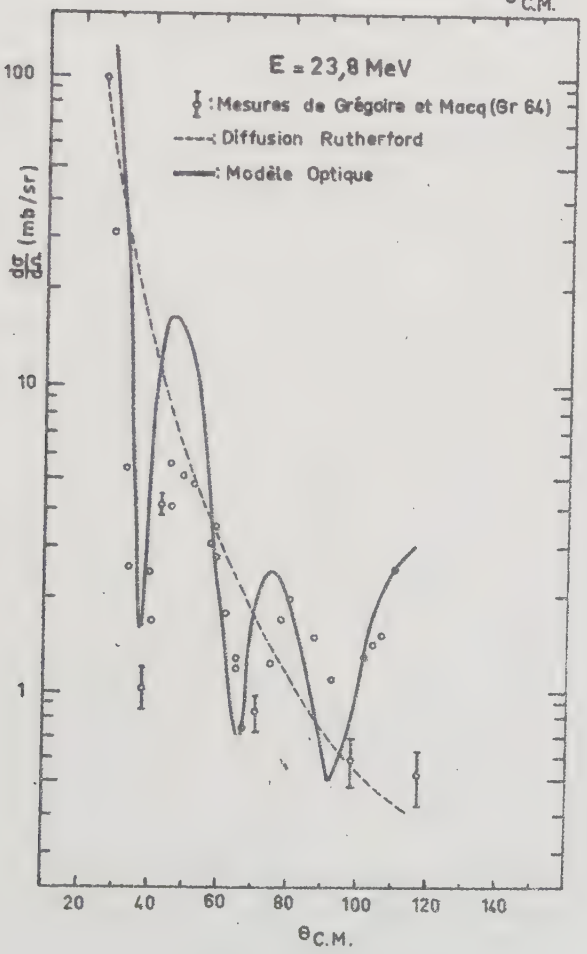


Fig. 32 .
Distribution angulaire de $^{7}Li(^{3}He,^{3}He_0)$ et interprétation par le modèle optique



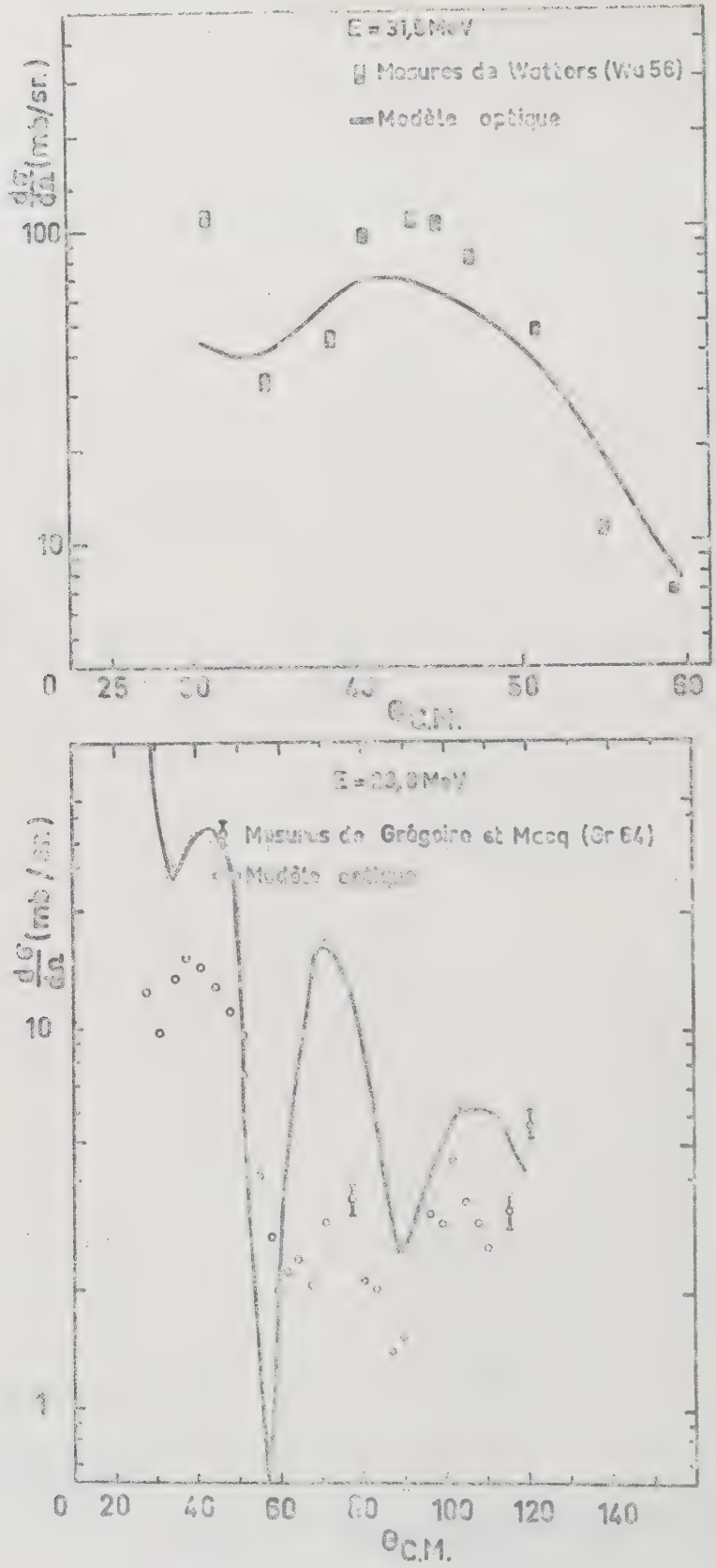


DIFFUSION ELASTIQUE

$^{6}Li(\alpha,\alpha)^{6}Li$

Fig. 33

istribution angulaire de $^{6}Li(\alpha,\alpha_{o})^{6}Li$ et interprétation par le modèle optique



DIFFUSION INELASTIQUE

$^{6}Li(\alpha, \alpha_{2,18})^{6}Li^{*}$

Fig. 34

Distribution angulaire de $^{6}Li(\alpha,\alpha')^{6}Li^{*}$ (2,184)
et interprétation par le modèle optique

est interdite par la règle de conservation du spin isobarique.

Nous avons reporté ces points expérimentaux dans les figures 33 et 34.

B. INTERPRETATION PAR PICK-UP EN D.W.B.A.

a) Théorie et programme

Soit une réaction nucléaire directe de pick-up B(b,a)A. A et B ont pour masses M_A et M_B. a et b ont pour masses m_a et m_b.

Soit x la particule transférée

$$a = b+x$$
$$A = B-x$$

$$\vec{j} = \vec{J}_B - \vec{J}_A \qquad \vec{s} = \vec{s}_a - \vec{s}_b \qquad \vec{J} = \vec{\ell}+\vec{s}$$

L'interaction est V_{Ax} et on calcule l'élément de transition

$$< aA \mid V_{Ax} \mid b,B >$$

Nous utiliserons, dans l'approximation en ondes distordues, les fonctions d'onde tirées de la diffusion élastique et inélastique. Nous supposerons que les effets de couplage spin-orbite sont négligeables et nous utiliserons l'approximation dite de portée nulle. On suppose dans ce cas que l'interaction V est locale. De plus nous négligerons les termes d'échange. Le programme utilisé est le code Julie. Il est décrit dans la réf. (Ba62). Il est utilisé en pick-up seulement. En effet la nature des approximations en knock-on et en arrachement vers l'arrière est telle qu'elle devient vraiment fausse pour les noyaux très légers. On est en effet

obligé de supposer dans ces deux derniers cas que l'un des fragments a une masse infinie par rapport à l'autre. SELTZ a montré dans sa thèse (Se67) que les approximations du stripping (ou du pick-up) conduisent par contre à des résultats corrects. Nous pensons que les théories des processus directs autres que le stripping et le pick-up restent à élaborer pour les noyaux très légers.

La section efficace obtenue est

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{\mu_a \mu_b}{\hbar^4} \left(\frac{M_A}{M_B}\right)^4 \frac{2J_A + 1}{(2s_b + 1)(2J_B + 1)} \frac{1}{K_a^3 K_b} \sum_{\ell sj} |A_{\ell sj}|^2 \sum_m |\beta_{sj}^{\ell m}|^2$$

$A_{\ell sj}$ dépend de l'intensité de l'interaction V et d'une amplitude spectroscopique fonction de la structure nucléaire interne. $\beta_{sj}^{\ell m}$ étant l'élément de matrice correspondant au transfert des moments angulaires définis ℓ s j.

Le programme calcule les deux termes quand on lui donne les paramètres du modèle optique pour la diffusion en voie d'entrée et en voie de sortie.

b) <u>choix des paramètres du modèle optique</u>

Le potentiel optique utilisé est de la forme

$$V = \frac{-(U + iW)}{1 + \exp\left(\frac{r - R_r}{a}\right)} + \begin{cases} \frac{Z_b Z_B e^2}{2R_c}\left[3 - \left(\frac{r}{R_c}\right)^2\right] & \text{pour } r \leq R_c \\ \frac{Z_b Z_B e^2}{r} & \text{pour } r \geq R_c \end{cases}$$

pour la diffusion élastique en voie d'entrée où

R_c = rayon de Coulomb.

U et W sont les parties réelle et imaginaire du puits de potentiel

R_r est le rayon d'interaction

a le paramètre de diffusion

Nous avons fait de très nombreux essais en faisant varier un ou plusieurs des cinq paramètres U W R_c R_r et a.

Nous donnons les meilleurs jeux de paramètres optiques dans le tableau n° 6.

Pour la diffusion $^{7}Li(^{3}He,^{3}He_{o})^{7}Li$ nous avons obtenu quatre ensembles de paramètres. Ni le test en χ^2, ni la valeur physique que l'on peut leur accorder ne nous permettent de choisir l'un plutôt que l'autre. Cette ambiguïté dans le choix des paramètres optiques est bien connue.

Une étude récente a été faite sur les paramètres optiques déduits de la diffusion $^{6}Li(^{3}He,^{3}He_{,o})^{6}Li$ entre 8 et 20 MeV d'énergie incidente (Lü 68).

Trois sortes de jeux de paramètres sont donnés et sont assez proches des nôtres.

Nos hypothèses sont beaucoup plus simples cependant car nous avons pris le même rayon d'interaction et le même paramètre de diffusion pour la partie imaginaire et la partie réelle. La grande valeur de la partie réelle U dans le jeu E_4 est compatible avec la loi $U \simeq 50 \times A_{^{3}He}$ MeV (Lü 68).

Pour la diffusion $^{6}Li(^{4}He,^{4}He_{o})^{6}Li$, la valeur de W est supérieure à celle de U. Ce cas se rencontre quelquefois dans la littérature et nous n'avons pas cru devoir l'exclure.(Lü 68) rapporte des cas analogues.

La diffusion inélastique $^{6}Li(^{4}He,^{4}He_{1})^{6}Li$ a été bien plus difficile à interpréter par le modèle optique. Les jeux de paramètres choisis sont les moins mauvais. Il est possible que dans ce cas interviennent des processus directs.

Nous donnons quelques exemples (fig. 32, 33, 34) de l'interprétation des diffusions élastiques et inélastiques en modèle optique. Nous obtenons en général un bon accord entre 15° et 100° (aux plus grands angles, nous n'avons en général pas de mesures pour les contrôler). Pour α_1 on reproduit bien la position des maximums et des minimums, mais non leur amplitude relative. Notons que les courbes n'ont pas été normalisées par rapport aux résultats expérimentaux.

Nous n'avons pas cherché à inclure un potentiel spin-orbite car une complication du nombre des paramètres n'a aucun sens physique dans une approximation aussi grossière que la D.W.B.A. pour les noyaux légers. LÜDECKE et collaborateurs (Lü 68) ont d'ailleurs fait des tentatives dans ce sens et les résultats sont peu différents.

c) Interprétation des distributions angulaires de $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$

α) Distributions angulaires du niveau fondamental

Nous avons, avec les jeux de paramètres et

	U	W	R_c (fermis)	R_r	a	
$^7Li(^3He,^3He)^7Li$	63,923	17,064	2,7	3,135	0,559	(E1)
à	90	13,167	3,5	3,448	0,541	(E2)
$E_{^3He}$ = 10 MeV	54,100	13,721	3,5	3,36	0,542	(E3)
	169,814	20,030	2,7	3,2	0,496	(E4)
$^6Li(\alpha,\alpha_0)^6Li$	13,863	15,972	3,5	3,5	0,688	(S1)
à 23,8 MeV	48,870	11,173	2,183	3,54	0,513	(S2)
$^6Li(\alpha,\alpha_0)^6Li$	22,121	47,182	3,5	3,5	0,688	(S3)
à 31,5 MeV						
$^6Li(\alpha,\alpha_1)^6Li$	61,442	8,450	3,2	3,5	0,656	(S4)
à 23,8 MeV						
$^6Li(\alpha,\alpha_1)^6Li$	61,105	13,364	2,035	4,199	0,160	(S5)
à 31,5 MeV						

TABLEAU n° 6

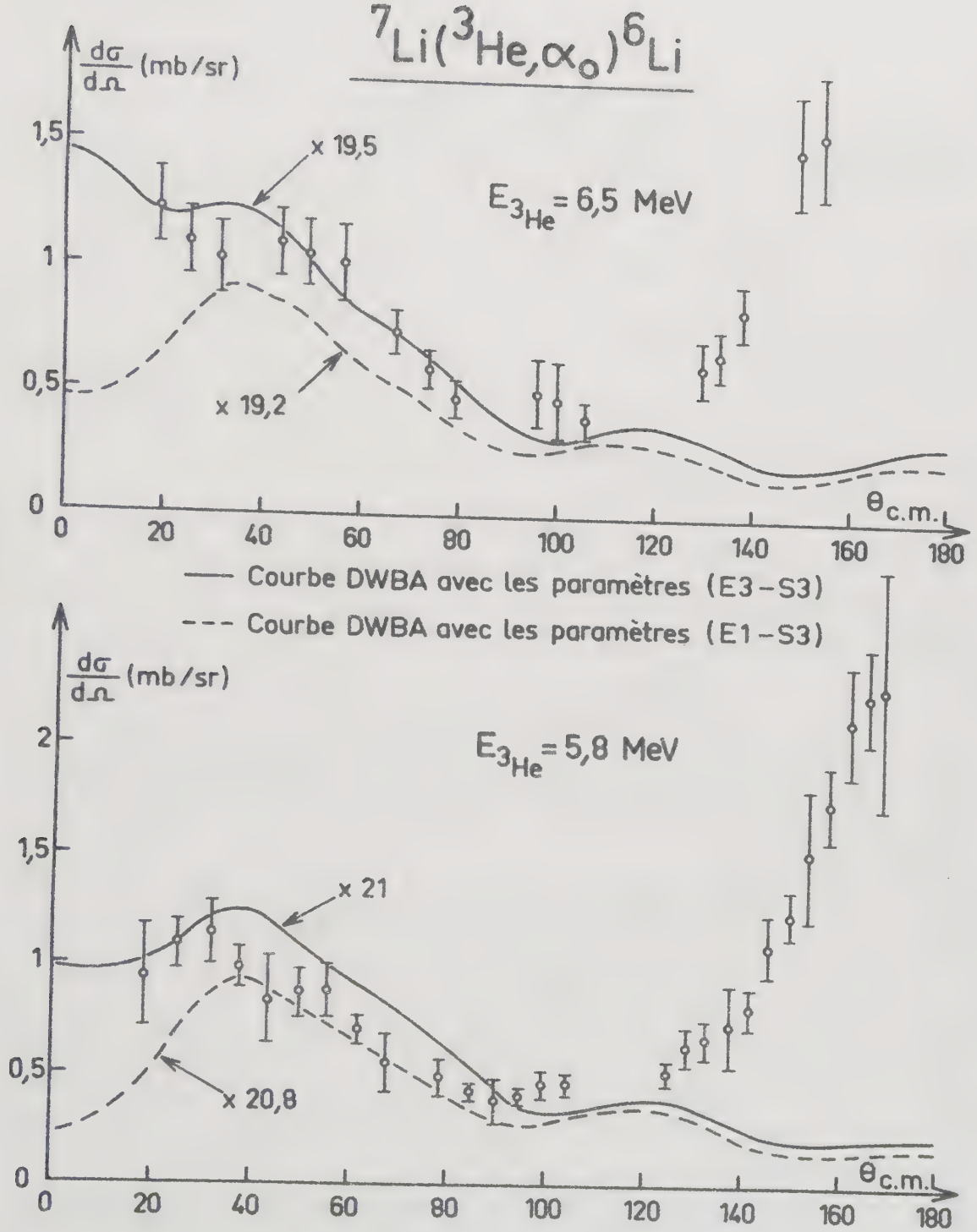

$^7Li(^3He,\alpha_o)^6Li$
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/sr)
$E_{^3He} = 6,5$ MeV
x 19,5
x 19,2
$\theta_{c.m.}$
Courbe DWBA avec les paramètres (E3-S3)
Courbe DWBA avec les paramètres (E1-S3)
$E_{^3He} = 5,8$ MeV
x 21
x 20,8

Fig. n° 35

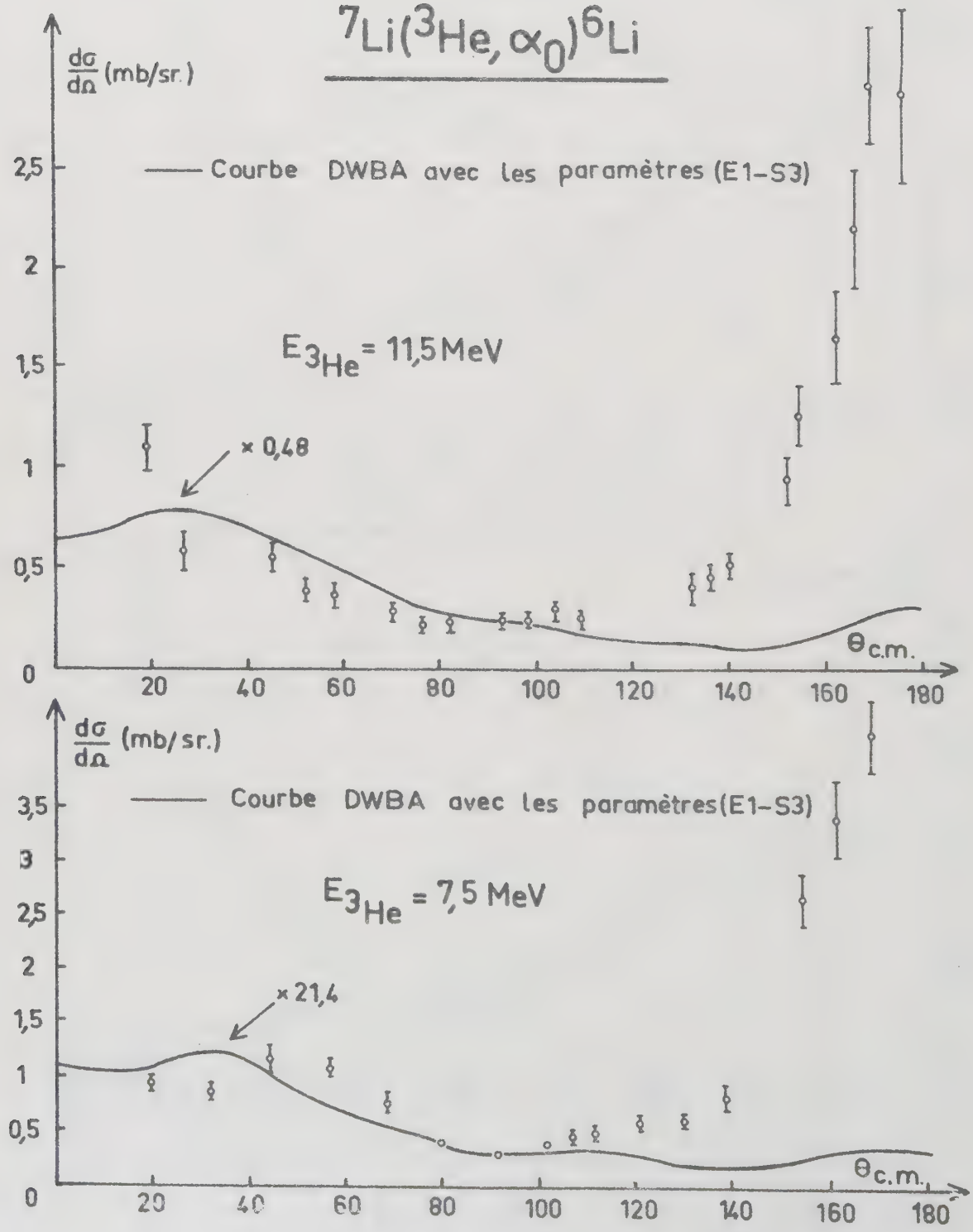

$^7Li(^3He, \alpha_0)^6Li$
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/sr.)
Courbe DWBA avec les paramètres (E1-S3)
$E_{^3He}$ = 11,5 MeV
× 0,48
$\theta_{c.m.}$
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/sr.)
Courbe DWBA avec les paramètres(E1-S3)
$E_{^3He}$ = 7,5 MeV
× 21,4
$\theta_{c.m.}$

Fig. n° 36

E1 et S3, un bon accord jusqu'à 100° et 9 MeV. On peut localement améliorer les accords en prenant des jeux isolés, cas E3 - S3 entre 5,8 MeV et 8 MeV (fig. 35, 36).

On voit sur le tableau n° 6 que les paramètres d'entrée E1 et E3 sont très peu différents. Vers l'arrière les distributions angulaires montent bruquement et le processus de pick-up ne peut plus rendre compte du phénomène. Comme il est systématique, nous pensons qu'il s'agit bien d'un autre processus direct.

Nous avons, à titre purement indicatif, essayé d'ajuster les distributions angulaires entre 100° et 180° par un processus de knock-out en ondes planes (Se67). Nous n'avons pas tenté cette interprétation en ondes distordues car, alors l'approximation de masse infinie pour le coeur devient complètement absurde (masse du triton comparée à celle d'une particule α). Notons d'ailleurs que dans notre cas le knock-out est en réalité le processus d'échange du pick-up.

En effet, posons $^3He = \tau$ et écrivons la réaction de pick-up en temps inversé :

$$^6_3Li + (^{\tau}_{n}) \rightarrow \left(^6_3Li_n\right) + \tau$$

La réaction d'échange est

$$\left(^{\tau}_{^3_1H}\right) + {}^4_2He \rightarrow \left(^{^4_2He}_{^3_1H}\right) + \tau$$

C'est bien la réaction du knock-out inversée.

Aux énergies les plus fortes (∿11 MeV), la partie arrière de la distribution (de 100° à 180°) est très bien représentée par un processus de knock-out avec un χ^2 excellent (∿1),

un rayon raisonnable ($\sim$ 3,2 fm) et un potentiel local (1600 MeV) qui est compatible avec l'hypothèse d'une interaction de portée nulle. Si on garde les mêmes paramètres aux énergies plus faibles, on obtient encore un excellent accord entre 100° et 180°. La détermination des paramètres à partir de toute l'étendue de la distribution donne un χ^2 nettement moins bon et des rayons moins "raisonnables" (beaucoup plus petits).

Il semble donc bien qu'il y ait deux processus en compétition dont l'un serait du pick-up vers l'avant et l'autre du knock-out vers l'arrière. La fig. 40 représente les résultats obtenus.

Il serait évidemment plus logique de tenter l'ajustement complet des résultats expérimentaux par une addition cohérente des processus de pick-up et de knock-out, mais ceci nous obligerait à utiliser uniquement les ondes planes pour le knock-out (pour les raisons exposées ci-dessus) et, partant de là, pour le pick-up, ce qui est également très difficile à justifier à basse énergie pour des $^3_2$He incidents. Nous nous sommes donc contentée de ce résultat approximatif car c'est à l'avant que les états controversés pouvaient être bien séparés expérimentalement des processus en compétition. Ce qui nous importait, c'était donc de connaître le mécanisme de la réaction à des angles inférieurs à 90°.

Le calcul théorique pour le pick-up donne une section efficace intégrée d'un ordre de grandeur en accord à 20 % avec la section efficace expérimentale et les courbes d'excitation à 40° et 90° sont assez bien reproduites.

β) Distributions angulaires du premier état excité

Nous avons essayé plusieur jeux de paramètres d'entrée. E4 donne systématiquement des résultats aberrants

$^{7}Li(^{3}He,\alpha_1)^{6}Li$

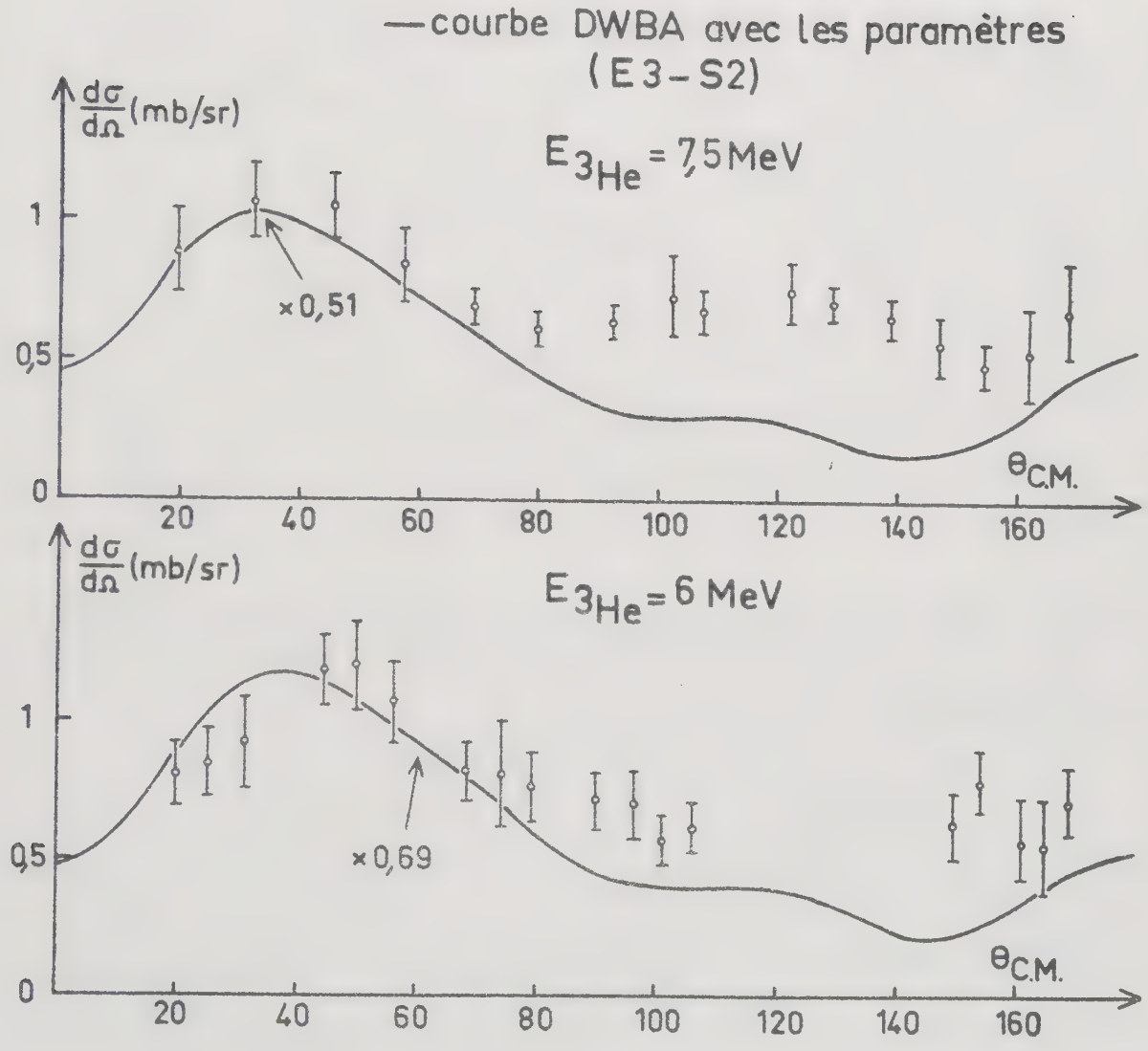


Fig. n° 37

$^{7}Li(^{3}He,\alpha_1)^{6}Li$

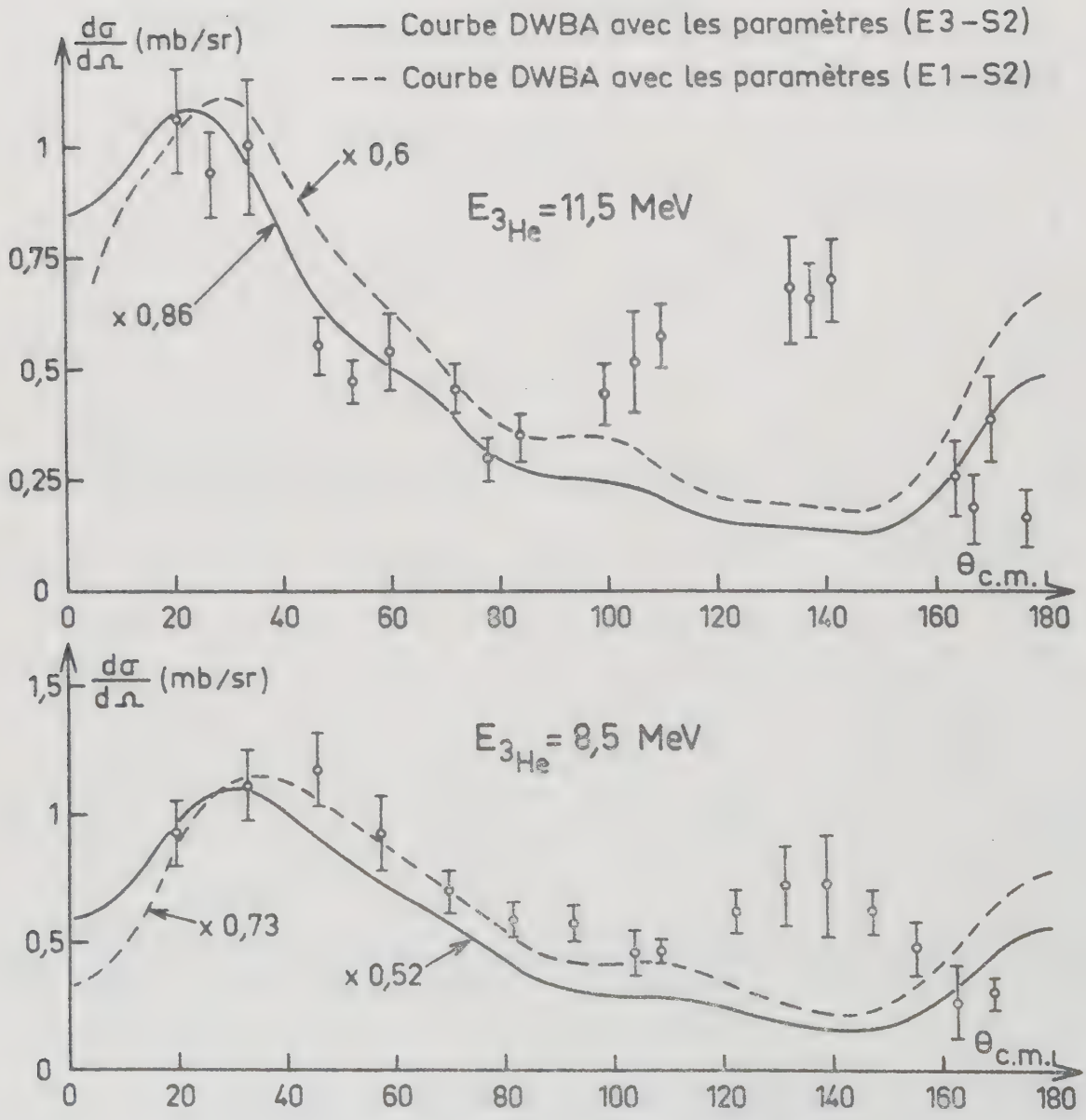


Fig. n° 38

quels que soient les paramètres de la voie de sortie. Nous avons, entre E1 et E3, choisi E3, car c'est le seul qui donne un accord aux petits angles sur tout le domaine d'énergie étudié ; E1 ne donne que des accords passagers (pour les mêmes paramètres de la voie de sortie).

En ce qui concerne la voie de sortie, nous avons essayé systématiquement S2, S3, S4 et S5. Seuls les paramètres S2 donnent un bon accord. Vers 5 MeV l'accord n'est pas excellent mais s'améliore de 6 MeV à 12 MeV en ce qui concerne le premier maximum au voisinage de 45°. Le maximum secondaire aux environs de 130° - 140° n'est jamais reproduit sur les courbes théoriques. Il n'y a pas de grandes remontées vers l'arrière comme dans le cas de α_o sur les courbes expérimentales (fig. 37, 38).

γ) Distributions angulaires du niveau à 3,56 MeV

Nous n'avons aucune mesure permettant de chercher les paramètres de la voie de sortie. Nous avons essayé les différents jeux de paramètres déjà utilisés et nous donnons (fig. 38) deux essais pour lesquels les maximums des courbes théoriques et expérimentales coïncident. Ces essais sont faits avec le jeu de paramètres de sortie qui a donné de bons résultats pour le premier niveau excité.

On voit réapparaître ici le maximum vers l'arrière sur la courbe expérimentale.

A plus haute énergie, les mesures sont trop entachées d'erreur à cause des fonds qui recouvrent le niveau.

Nous ne donnons pas les résultats obtenus bien qu'on retrouve toujours le maximum vers l'avant.

En résumé, on peut dire que si, par étude des fluctuations, on est certain d'avoir surtout des effets directs, par contre on ne peut pas dire que le mécanisme de $^{7}Li(^{3}He,^{4}He)^{6}Li$ est exclusivement du pick-up. Les réactions $^{7}Li(p,d)$, $^{7}Li(d,t)$ ont été analysées en pick-up mais jusqu'à 90° seulement. Il n'est pas impossible qu'il y ait, pour elles aussi, des anomalies aux grands angles.

Nous sommes cependant certains que le processus qui donne ce fort rendement aux grands angles n'est pas le passage par le noyau composé. En effet, on sait que le nombre de voies possibles est réduit vers $\theta \sim 180°$ et que les fluctuations deviennent plus apparentes dans le cas de la formation d'un noyau composé. Or, les courbes d'excitation dans ces directions ne marquent pas de fluctuations. Il s'agit donc bien d'un processus direct, probablement du knock-on.

Le niveau T = 0 à 2,188 MeV est assez fortement excité en pick-up et comme nous l'avons dit, il est probablement favorisé dans cette hypothèse à cause de sa vie moyenne plus longue. Notons cependant que c'est à l'avant et pour des énergies au-dessous de 8 ou 9 MeV qu'on peut dire que le processus fortement prédominant est un pick-up. Or, c'est justement dans cette zone que la région des niveaux D_{2+} et D_{1+} T = 0 est la moins "encombrée" et qu'on aurait, d'un point de vue purement "statistique" et "énergétique", le plus de chance de pouvoir les observer.

La limite supérieure très faible de leur section efficace de production dans cette zone nous paraît donc bien en corrélation avec un mécanisme de pick-up.

$^{7}Li(^{3}He,\alpha_2)^{6}Li$

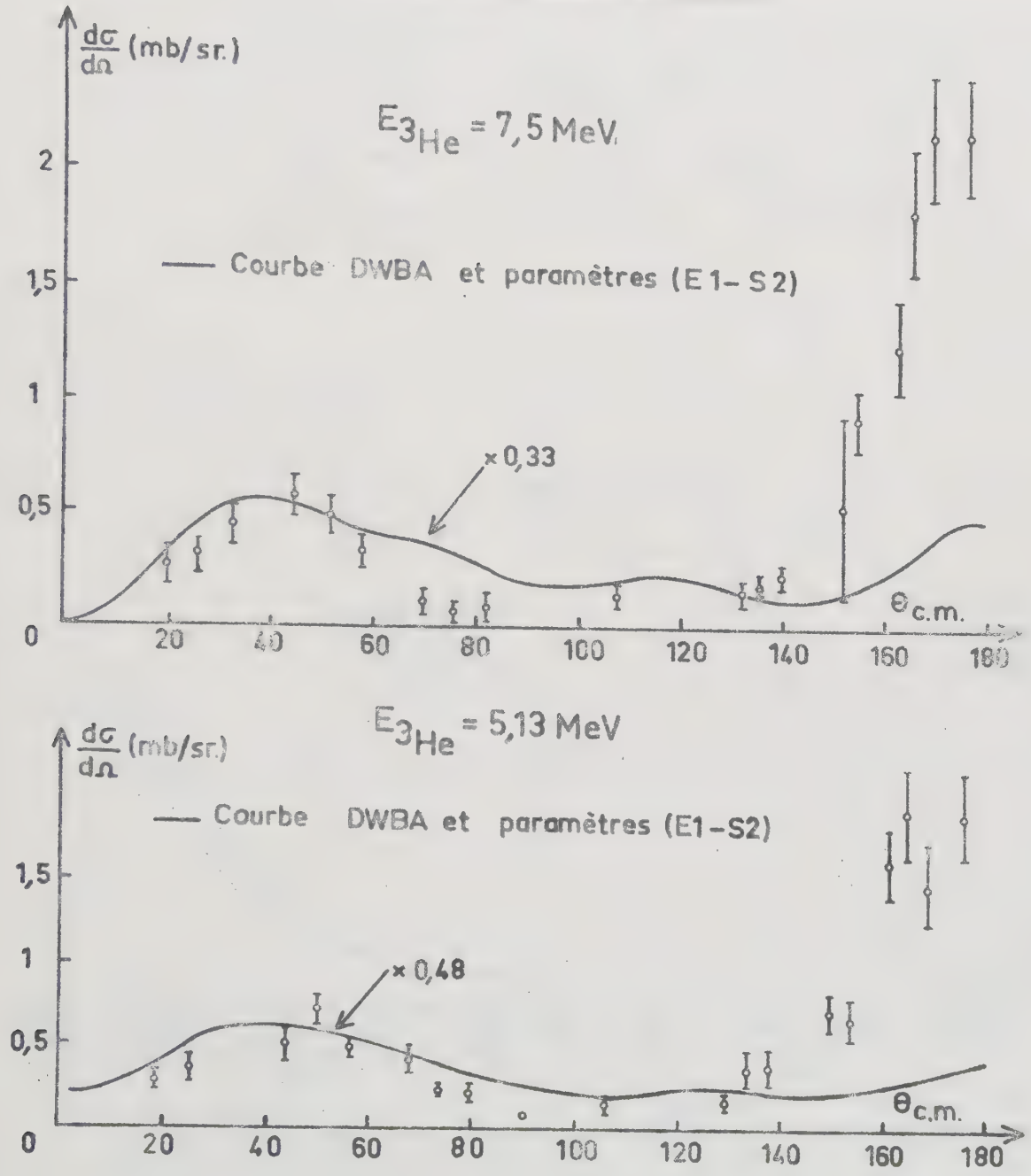


Fig. n° 39

$^{7}Li(^{3}He, \alpha_0)^{6}Li$

Courbe théorique obtenue par le calcul d'un mécanisme de knock-out en ondes planes

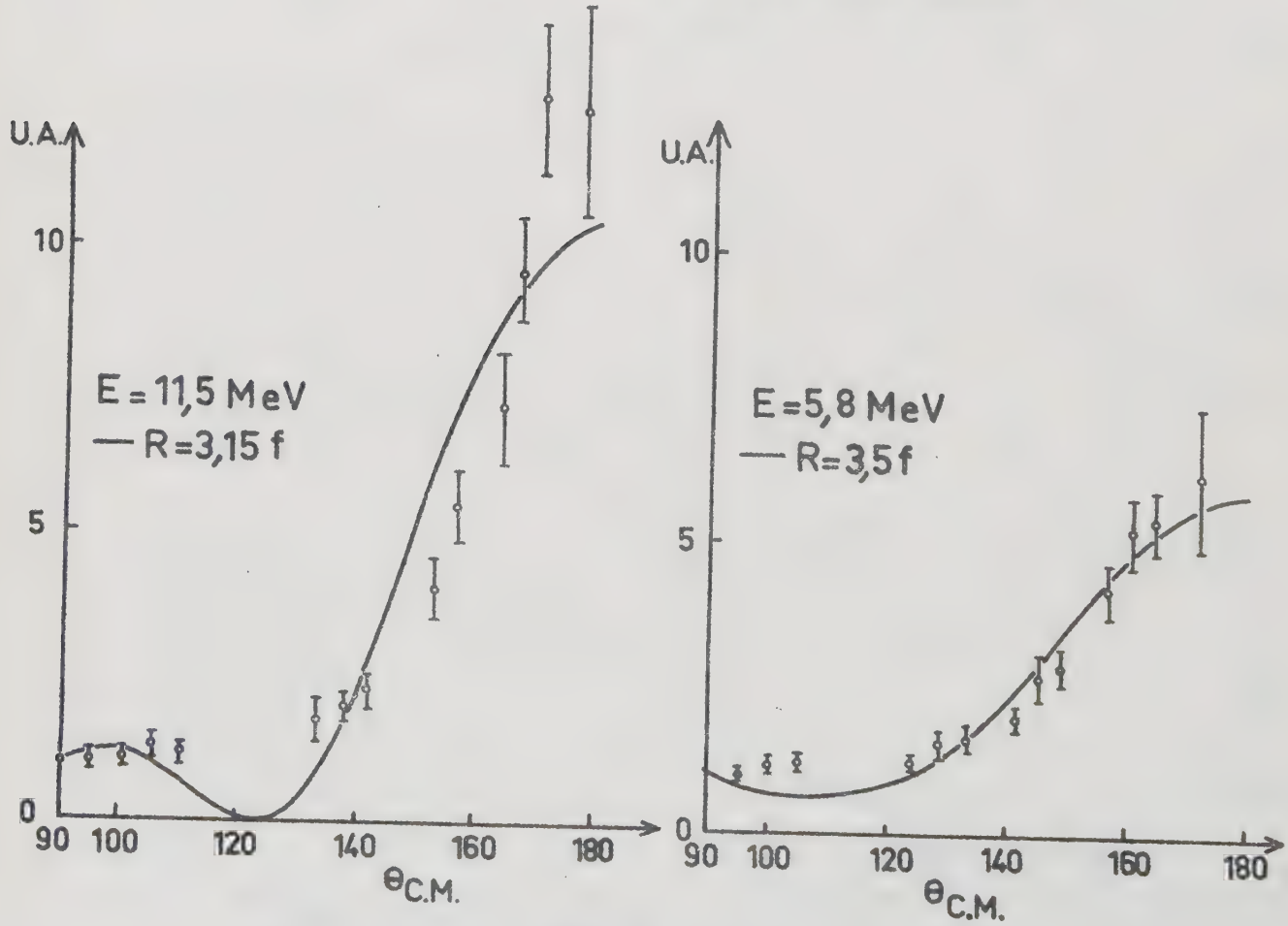


fig. 40

Les conclusions sur le mécanisme du niveau T = 1 à 3,56 MeV sont plus douteuses. Rappelons que SELTZ (Se67) a pu interpréter la réaction $^{7}Li(t,\alpha_0)^{6}He$ donnant le niveau analogue par un pick-up simple.

CONCLUSION GENERALE

Nous donnons en conclusion la liste des niveaux de ^{6}Li que nous avons tirée de notre étude.

Exc	2,188	3,56	4,2	4,9	5,4
Γ	25 keV (ℓ)	<5 keV (ℓ)	1,08	2 MeV	540 keV
J	3^+	0^+ (ℓ)	2^+	1^+	2^+ (ℓ)
T	0	1	0	0	1

Les données marquées (ℓ) sont celles que nous avons tirées de la littérature.

Rappelons que les seuls travaux de la littérature donnant trois états de ^{6}Li entre 4 et 5,4 MeV sont ceux de MANI par diffusion (p,p') à 50 MeV et ceux de BOUCHEZ par diffusion (n,n') à 14 MeV.

La différence de localisation des états peut s'expliquer par leur largeur et aussi par un décalage de l'échelle d'énergie inhérent à l'expérience (MANI trouve le niveau de 5,4 MeV à 5,28 MeV). D'autre part la position des états D_2^+ et D_1^+ que nous avons déterminée peut varier légèrement, comme nous l'avons vu, suivant la distance d'interaction choisie.

Les autres réactions n'ont pas été analysées par des méthodes suffisamment résolvantes ou bien sont faites à basse énergie ou sont aussi des réactions de pick-up.

Il serait intéressant de contrôler nos résultats à des énergies plus élevées (de l'ordre de 50 MeV) par l'étude des diffusions (d,d') et (α,α') sur ^6Li.

J	1^+	3^+	0^+	2^+	1^+	2^+
T	0	0	1	0	0	1
Nos résultats	0	2,18	3,56	4,2	4,9	5,4
INGLIS (a/K = 1,3)	0	2,19	3,58	4,6	6,0	6,0
COHEN, KURATH, (^6Li exclu)	0	1,4	2,0	3,6	6,2	4,8

La suite des niveaux que nous obtenons est bien reproduite par le modèle très élémentaire d'INGLIS pour le couplage L.S presque pur ($\frac{a}{K} = 1,3$). Nous trouvons

cependant des énergies d'excitation moins élevées que dans la théorie d'INGLIS pour la suite $T = 0\ 2^+$, $T = 0\ 1^+$, $T = 1\ 2^+$ (tableau précédent). Il convient de remarquer que l'excitation expérimentale du $T = 0\ 1^+$ plus faible que celle du $T = 1\ 2^+$ peut nous faire adopter une valeur de $\frac{a}{K}$ inférieure à 1,3 , c'est-à-dire déplacer la configuration vers le couplage L.S pur.

On voit d'autre part que l'accord avec les résultats de COHEN et KURATH est moins bon qu'avec ceux plus anciens d'INGLIS. La comparaison de nos valeurs avec celles de GOLDHAMMER n'aurait aucun sens puisque ce dernier est parti de valeurs expérimentales très différentes des nôtres.

L'accord assez étonnant de nos résultats avec ceux d'INGLIS dans le cas $\frac{a}{K} \leqslant 1,3$ paraît indiquer de façon assez claire que le type de couplage à admettre dans ^6Li est bien le couplage L.S et non le couplage intermédiaire comme l'avait d'abord suggéré INGLIS.

Monsieur le Professeur P. CÜER, Directeur du Département de Physique Corpusculaire a toujours, depuis qu'il m'a accueillie dans son Laboratoire, suivi avec un intérêt bienveillant la progression de mes recherches. Je le prie de trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Madame D. MAGNAC-VALETTE, Chef du Service des Basses Energies, m'a soutenue constamment sur le plan professionnel et personnel. C'est grâce à sa direction énergique et enthousiaste que ce travail a pu prendre forme. Je suis heureuse de pouvoir, ici, l'en remercier très vivement.

J'ai été très sensible à l'accueil et aux conseils de Monsieur le Professeur HUMBLET et de Monsieur A. LEJEUNE, de l'Institut de Physique Nucléaire de Liège.

J'exprime ma gratitude à Monsieur VERGNES, Maître de Recherches à L'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, qui a accepté tout récemment d'être mon parrain au C.N.R.S. et a bien voulu participer à mon jury de thèse.

Messieurs R. SELTZ et R. BILWES m'ont aidée de façon inappréciable par leurs conseils, leurs encouragements et la participation active qu'ils ont prise aux expériences.

C'est à R. SELTZ que je dois d'avoir pu mener à bien les calculs de mécanismes de réaction, compliqués par le fait que nous étions obligés de nous rendre à Paris et à Heidelberg où Monsieur FRIDMAN nous a aimablement cédé une partie de son temps de calcul, je l'en remercie très vivement.

Le code Julie a été mis à notre disposition par le Professeur BOCK de l'Institut Max Planck de Heidelberg. Je lui exprime toute ma reconnaissance ainsi qu'au Docteur MARTIN.

L'étude théorique de la diffusion résonnante ^4He+d n'aurait pas pu être réalisée en un temps relativement court sans l'aide efficace et déterminante de L. KRAUS.

Mademoiselle G. ESPI, de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, m'a fait profiter de son expérience sur les fluctuations.

J'ai pu compter sur l'aide de mes camarades du groupe des Basses Energies :

- sur C. GERARDIN, ses connaissances en programmation, ses qualités de méthode et de minutie.
- sur M. WERY et sa compétence dans l'étude des mécanismes de réaction.
- sur Brigitte BOUROTTE-BILWES pour tous les programmes mis à ma disposition et les discussions que j'ai eues avec elle.

Ce travail n'aurait pas pu être réalisé sans l'aide compétente et cordiale de l'équipe technique des Basses Energies.

Les cibles ont été réalisées par Madame Thérèse BRUGGER.

Le tracé et l'intégration des spectres sont surtout dûs à Mademoiselle M. BURGLIN, mais aussi à Mesdames N. GUEDRON, B. GRESS et Marianne MEYER.

La collaboration avec l'équipe des mécaniciens, en particulier MM. R. BECK et A. HABERER, et l'équipe des électroniciens, en particulier MM. J.J. NEHLIG et FISCHER m'a été très profitable.

L'I.B.M. 1800 a pu être utilisé très peu de temps après son installation grâce à l'équipe des programmeurs.

Monsieur J.C. OBERLIN et les techniciens du 3 MeV ont bien facilité ma tâche pendant les expériences.

La sympathique équipe de Monsieur LETOURNEL a toujours fait son possible pour me donner du " ++ " dans de bonnes conditions.

C'est avec dextérité et beaucoup de soin que la dactylographie a été assurée par Madame Irène MEYER, les dessins par MM. G. FROMAGEAT et B. HEINTZ, les photographies par Monsieur S. LIESS.

Nous remercions Monsieur FRICK de l'I.R.N. pour avoir mis à notre disposition des possibilités de duplication des textes, Monsieur ATZENHOFFER de Physique Corpusculaire pour son aide compréhensive et MM. HUBERT et JUNIOT pour les tirages nocturnes.

Enfin nous avons pu discuter de nos résultats avec C.L. COCKE qui poursuit une étude parallèle à la nôtre des états controversés.

A tous ceux que je viens de citer, ainsi qu'à ceux qui, par leur aide et leur gentillesse, ont participé de près ou de loin à ce travail, j'exprime ma reconnaissance très sincère.

Nous avions, mon mari et moi, commencé cette étude en étroite collaboration. Je tiens, avant de la terminer, à y associer son souvenir.

BIBLIOGRAPHIE

Aj 52 F. AJZENBERG et T. LAURITSEN
Rev. Mod. Phys. 24 (1952) 321

Aj 65 AJZENBERG-SELOVE, WATSON et MIDDLETON
Phys. Rev. 139 (1965) B 592

Al 54d ALMQVIST, PEPPER et LORRAIN
Can. Journ. Phys. 32 (1954) 621

Al 54e ALLEN, ALMQVIST, DEWAN et PEPPER
Phys. Rev. 96 (1954) 684

Al 60 ALLEN, ALMQVIST, C.B. BIGHAM
Proc. of Phys. Soc. 75 (1960) 913

Ba 62 R.H. BASSEL, R.M. DRISKO et G.R. SATCHLER
O.R.N.L. 3240

Ba 66 F.C. BARKER
Nucl. Phys. 83 (1966) 418 - 448

Bo 65g R. BOUCHEZ, F. MERCHEZ, N. GUYEN VAN SEN, V. REGIS
C.R. Ac. des Sc. 260 (1965) 3922

Br 51 BROWN WILLIAMSON, CRAIG et DONAHUE
Phys. Rev. 83 (1951) 179

Br 57a C.P. BROWNE et E.K. BOCKELMAN
Phys. Rev. 98 (1955) 590

Co C.L. COCKE Ph. D. Thesis (à paraître)

Co 67 K.L. COOP, J.M. POATE, E.W. TITTERTON
Journ. Austr. Phys. 20 (1967) 609

Da 52 DAY et WALKER
Phys. Rev. 85 (1952) 582

De 52 DEWAN, PEPPER, ALLEN et ALMQVIST
Phys. Rev. 86 (1952) 416

Fo 65 P.D. FORSYTH and R.R. PERRY
Nucl. Phys. 67 (1965) 517

Fr 52 FRANZEN et LIKELY
Phys. Rev. 87 (1952) 667

Ga 55 A. GALONSKY, R.A. DOUGLAS, W. HAEBERLI,
M.T. MAC ELLISTREM, H.T. RICHARDS
Phys. Rev. 98 (1955) 586

Ga 55a A. GALONSKY et M.T.MAC ELLISTREM
Phys. Rev. 98 (1955) 590

Ge 68 C. GERARDIN. Thèse de Doctorat d'Etat Strasbourg 1968

Gl 65 R. GLEYVOD, N.P. HEYDENBURG, I.M. NAGIB
Nucl. Phys. 63 (1965) 650

Go 51 GOVE et HARVEY
Phys. Rev. 82 (1951) 658

Gr 64 G. GREGOIRE et P.C. MACQ
Phys. Lett. 8 (1964) 328

Gr 63d GROCE et WHALING
Phys. Rev. 132 (1963) 2614

Ha 51 HARRIS
Phys. Rev. 84 (1951) 1249

Ha 60a HAMBURGER et CAMERON
Phys. Rev. 117 (1960) 781

Ha 65 HASSELGREN, RENBERG, SUNDBERG et TIBELL
Nucl. Phys. 69 (1965) 81

Ho 66 J. HOSSENLOPP, A. HABERER, R. BILWES
Nucl. Instr. and Meth. 42 (1966) 137

Hu 64 K. HÜNCHEN, F. KROPF et H. WÄFFLER
Nucl. Phys. 58 (1964) 477

Hu 64 J. HUMBLET
Nucl. Phys. 50 (1964) 1

Ho 62 HOOKE et JEEVES
Journ. of the Association of Computing Machinery
8 (1962) 212-229

Hu 67 J. HUMBLET
Contributions "International Conference on Nuclear Structure" Tokyo (sept. 1967) p. 234

In 52 D.R. INGLIS
Phys. Rev. 87 (1952) 915

In 53 D.R. INGLIS
Rev. Mod. Phys. 25 (1953) 390

Ku 67 L.A. KULL
Phys. Rev. 163 (1967) 1066

La 58 LANE et THOMAS
Rev. Mod. Phys. 30 (1958) 257

La 66 T. LAURITSEN et F. AJSENBERG-SELOVE
Nucl. Phys. 78 (1966) 1

Le 55 S.H. LEVINE, R.S. BENDER et J.N. MACGRUER
Phys. Rev. 97 (1955) 1249

Li 62 J. LINCK. Thèse de 3e cycle Strasbourg (1962)

Li 63c J. LINCK, I. NICOLAS-LINCK, R. BILWES, D.MAGNAC-VALETTE
Journ. de Phys. 24 (1963) 983

Li 66 I. LINCK, J. LINCK, R. SELTZ, D. MAGNAC-VALETTE
Journ. de Phys. (1966) C1 - 59

Lü 68 H. LÜDECKE, TAN NAN-TJIU, H. WERNER et J. ZIMMER
Nucl. Phys. A 109 (1968) 676

Mo 37 MOHR et PRINGLE
Proc. Roy. Soc. (London) 160 (1937) 190

Ma 60 J.B. MARION et J.L. FOWLER
(Ed.) "Fast neutron Physics".

Ma 63m MAGNAC-VALETTE, SELTZ, BILWES et SPYNS
Padoue (1963) p. 1088A

Mc 67 L.C. MCINTYRE and W. HAEBERLI
Nucl. Phys. A 91 (1967) 382

M D 68 G.S. MANI et A.D.B. DIX
Nucl. Phys. A 106 (1968) 251

M T 68 G.S. MANI et A. TARRATS
Nucl. Phys. A 107 (1968) 624

Oh 64 G.G. OHLSEN et P.G. YOUNG
Nucl. Phys. 52 (1964) 134

Pa 65 P. PAUL S.L. BLATT, D. KOHLER
Phys. Rev. 137 (1965) B 493

Pa 65a P. PAUL, S.L. BLATT, D. KOHLER
Phys. Rev. 137 (1965) B 499

Ra 64 M. RAYET
Bulletin n° 15 (1964)
Service de Physique Nucléaire et de Métrologie Nucléaire, Bruxelles.

Se 64 L.S. SENHOUSE et T.A. TOMBRELLO
Nucl. Phys. 57 (1964) 624

Se 67 R. SELTZ. Thèse de Doctorat D'Etat Strasbourg (1967)

St 62a L. STEWART, J.E. BROLLEY, L. ROSEN
Phys. Rev. 128 (1962) 707

Te 62 Y.A. TEPLOVA, V.S. NIKOLAEV, I.S. DMITRIEV, L.N. FATEEVA
Sov. Phys. JETP 15 (1962) 31

Th 66 W.S. THOMPSON, E. GILLE
Technical Report n° 9 "OPTIX 1 "
Florida State University

Wa 53 W.D. WARTERS, W.A. FOWLER et C.C. LAURITSEN
Phys. Rev. 91 (1953) 917

Wa 56 H.J. WATTERS
Phys. Rev. 103 (1956) 1763

We 65 M. WERY
Thèse de 3e cycle Strasbourg (1965)

Wh 58 W. WHALING "Encyclopedia of Physics" 34 p. 193
Fluegge, Ed. Springer-Verlag Berlin 1958

Wi WILDERMUTH et MC CLURE
"Cluster representation of nuclei".
Springer Tracts in Modern Physics 41 (1966)

Co 65 S. COHEN et D. KURATH
Nucl. Phys. 73 (1965) 1

Co 68 GOLDHAMMER, HILL et NACHAMKIN
Nucl. Phys. A 106 (1968) 62

Li 68a I. LINCK
Journ. de Phys. (à paraître)

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I : SPECTROSCOPIE DE ^{6}LI PAR REACTION NUCLEAIRE	
A) ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE ANTERIEURE A 1960	9
B) PREMIERE APPROCHE EXPERIMENTALE PAR LE SPECTROGRAPHE MAGNETIQUE	13
C) ETUDE DE $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$ PAR DETECTEURS A SEMI-CONDUCTEURS	
a) Dispositif expérimental	15
b) Etude des spectres	19
c) Comparaison avec les résultats obtenus par d'autres réactions	32
D) ETATS ANALOGUES T = 1 FAIBLEMENT EXCITES DE ^{6}He.	39
CHAPITRE II : SPECTROSCOPIE DE ^{6}Li PAR DIFFUSION RESONNANTE	
A) REGLES DE SELECTION DE LA DIFFUSION ELASTIQUE d + ^{4}He	46
B) ETUDES ANTERIEURES	48
C) TENTATIVE D'INTERPRETATION PAR LA THEORIE DE LA MATRICE S	64
D) APPLICATION A LA DIFFUSION $^{4}He(d,d)^{4}He$	69
E) CONCLUSION	75
CHAPITRE III : ETUDE DES MECANISMES DE LA REACTION $^{7}Li(^{3}He,\alpha)^{6}Li$	
A) MESURES EXPERIMENTALES	
a) Traitement des données	78
b) Courbes d'excitation	80
c) Distributions angulaires	81
d) Recherche des paramètres du modèle optique	83
B) INTERPRETATION PAR PICK-UP EN D.W.B.A.	85
CONCLUSION GENERALE	93